

КУРС  
АСТРОФИЗИКИ  
и  
ЗВЕЗДНОЙ  
АСТРОНОМИИ

# КУРС АСТРОФИЗИКИ И ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ

II

II

Т. А. АГЕКЯН, Б. А. ВОРОНЦОВ-ВЕЛЬЯМИНОВ, В. Г. ГОРБАЦКИЙ,  
А. Н. ДЕЙЧ, В. А. КРАТ, О. А. МЕЛЬНИКОВ, В. В. СОВОЛЕВ

# КУРС АСТРОФИЗИКИ И ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ

ТОМ ВТОРОЙ

Ответственный редактор А. А. МИХАЙЛОВ

Редакционная коллегия:

А. Н. ДЕЙЧ, В. А. КРАТ, О. А. МЕЛЬНИКОВ,  
В. В. СОВОЛЕВ



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1962

Курс астрофизики и звездной астрономии, т. II

М., Физматгиз, 1962 г., 688 стр. с илл.

Редактор Г. С. Куликов.

Техн. редактор И. Ш. Аксельрод.

Корректор О. А. Бутусова.

Сдано в набор 10/VII 1962 г. Подписано к печати 1/XI 1962 г. Бумага 70×1081/16.  
Физ. печ. л. 43+2 вкл. Условн. печ. л. 59,25. Уч.-изд. л. 59,58 Тираж 2800 экз. Т-10979.  
Цена книги 3 р 18 к. Заказ № 352.

Государственное издательство физико-математической литературы.  
Москва, В-71. Ленинский проспект, 15.

Московская типография № 5 Мосгорсовнар оза. Москва, Трехпрудный пер., 9.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

|                       |   |
|-----------------------|---|
| Предисловие . . . . . | 8 |
|-----------------------|---|

## ЧАСТЬ I

### АБСОЛЮТНЫЕ ЯРКОСТИ И МАССЫ ЗВЕЗД

|                                                                                                  |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Глава I. Абсолютные яркости звезд ( <i>О. А. Мельников</i> ) . . . . .                           | 9  |
| § 1. Введение. Блеск и цвет звезд . . . . .                                                      | 9  |
| § 2. Болометрическая поправка . . . . .                                                          | 14 |
| § 3. Средние, эффективные и изофотные длины волн и их вычисление . . . . .                       | 16 |
| § 4. Современные системы цветов звезд. Роль межзвездного поглощения . . . . .                    | 23 |
| § 5. Потоки излучения (освещенности) и яркости звезд . . . . .                                   | 28 |
| § 6. Методы практического определения абсолютных яркостей звезд . . . . .                        | 32 |
| § 7. Дополнение к спектральной классификации холодных звезд. Критерии МК-классификации . . . . . | 45 |
| Глава II. Массы звезд ( <i>О. А. Мельников</i> ) . . . . .                                       | 49 |
| § 8. Общие положения . . . . .                                                                   | 49 |
| § 9. Определение масс по красному смещению . . . . .                                             | 51 |
| § 10. Соотношение масса—светимость . . . . .                                                     | 54 |

## ЧАСТЬ II

### ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

|                                                                                                |     |
|------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Глава III. Визуально-двойные звезды ( <i>А. Н. Дейч</i> ) . . . . .                            | 60  |
| § 11. Краткий исторический очерк . . . . .                                                     | 60  |
| § 12. Наблюдения визуально-двойных звезд . . . . .                                             | 63  |
| § 13. Определение орбит визуально-двойных звезд . . . . .                                      | 65  |
| § 14. Определение масс двойных звезд . . . . .                                                 | 72  |
| § 15. Темные спутники . . . . .                                                                | 74  |
| § 16. Широкие пары . . . . .                                                                   | 77  |
| § 17. Тройные и кратные звезды . . . . .                                                       | 80  |
| § 18. Статистика двойных и кратных звезд . . . . .                                             | 82  |
| Глава IV. Спектрально-двойные звезды ( <i>В. А. Крат</i> ) . . . . .                           | 87  |
| § 19. Кривые лучевой скорости . . . . .                                                        | 87  |
| § 20. Основные формулы определения орбиты. Метод Лемана-Фильеса . . . . .                      | 89  |
| § 21. Методы Ирвина, Шварцшильда и др. . . . .                                                 | 92  |
| § 22. Улучшение элементов по способу наименьших квадратов . . . . .                            | 94  |
| Глава V. Фотометрические двойные звезды (затменные переменные) ( <i>В. А. Крат</i> ) . . . . . | 96  |
| § 23. Форма кривой блеска . . . . .                                                            | 96  |
| § 24. Модели двойных систем . . . . .                                                          | 97  |
| § 25. Модель сферических звезд. Гипотеза U . . . . .                                           | 98  |
| § 26. Модель сферических звезд. Гипотеза D . . . . .                                           | 103 |
| § 27. Промежуточные случаи потемнения к краю . . . . .                                         | 105 |
| § 28. Модификации метода Рессела. Методы Фетлаара и Копала—Плютровского . . . . .              | 106 |
| § 29. Определение поправок к относительным элементам по методу наименьших квадратов . . . . .  | 109 |
| § 30. Прямой метод оценки дисперсий относительных элементов . . . . .                          | 113 |
| § 31. Эллиптические орбиты (модель шаровидных звезд) . . . . .                                 | 114 |
| § 32. Движение линии апсид. Наличие третьего тела . . . . .                                    | 118 |
| § 33. Деформированные звезды (модель «эллипсоидальных» звезд) . . . . .                        | 119 |
| § 34. Модель «шар—эллипсоид» . . . . .                                                         | 122 |



|                                                              |     |
|--------------------------------------------------------------|-----|
| § 35. Эффект фазы                                            | 124 |
| § 36. Нестабильные звезды                                    | 127 |
| § 37. Классификация тесных пар                               | 129 |
| § 38. Некоторые соображения об эволюции звезд в тесных парах | 134 |

## ЧАСТЬ III

## ПЕРЕМЕННЫЕ И НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

|                                                                                                                                   |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Г л а в а VI. Введение ( <i>В. Г. Горбачкий</i> )                                                                                 | 139 |
| § 39. Способы изучения переменных звезд                                                                                           | 139 |
| § 40. Обозначение и каталогизация переменных звезд                                                                                | 141 |
| § 41. Классификация переменных звезд                                                                                              | 143 |
| Г л а в а VII. Цефеиды ( <i>О. А. Мельников</i> )                                                                                 | 148 |
| § 42. Долгопериодические цефеиды                                                                                                  | 148 |
| § 43. Короткопериодические цефеиды                                                                                                | 172 |
| § 44. Звезды типа W Девы                                                                                                          | 180 |
| § 45. Звезды типа $\beta$ Большого Пса                                                                                            | 182 |
| § 46. Общие характеристики системы переменных звезд-цефеид                                                                        | 185 |
| Г л а в а VIII. Долгопериодические, полуправильные и неправильные переменные звезды большой светимости ( <i>В. Г. Горбачкий</i> ) | 215 |
| § 47. Долгопериодические переменные звезды                                                                                        | 215 |
| § 48. Полуправильные переменные звезды типа RV Тельца                                                                             | 223 |
| § 49. Полуправильные и неправильные переменные звезды прочих типов                                                                | 226 |
| § 50. Спектральные переменные звезды                                                                                              | 227 |
| Г л а в а IX. Переменные звезды средней и малой светимости ( <i>В. Г. Горбачкий</i> )                                             | 233 |
| § 51. Звезды типа Z Андромеды                                                                                                     | 233 |
| § 52. Звезды типов U Близнецов и Z Жирафа                                                                                         | 236 |
| § 53. Звезды типа R Северной Короны                                                                                               | 239 |
| § 54. Звезды типов RW Возничего и T Тельца                                                                                        | 240 |
| § 55. Звезды типа UV Кита                                                                                                         | 243 |
| Г л а в а X. Звезды с переменными спектрами ( <i>Б. А. Воронцов-Вельяминов</i> )                                                  | 245 |
| § 56. Спектральные переменные звезды                                                                                              | 245 |
| § 57. Звезды с меняющимися яркими линиями спектра                                                                                 | 245 |
| § 58. Переменные магнитные поля в звездах                                                                                         | 248 |
| Г л а в а XI. Новые, сверхновые и новоподобные звезды ( <i>Б. А. Воронцов-Вельяминов</i> )                                        | 250 |
| § 59. Новые и новоподобные звезды                                                                                                 | 250 |
| § 60. Повторные новые звезды                                                                                                      | 251 |
| § 61. Кривые блеска новых звезд                                                                                                   | 253 |
| § 62. Основные спектральные стадии                                                                                                | 255 |
| § 63. Туманности, освещенные и выброшенные новыми звездами                                                                        | 258 |
| § 64. Физические условия в оболочках                                                                                              | 260 |
| § 65. Физические явления в процессе вспышки новых звезд                                                                           | 261 |
| § 66. Новые звезды в других галактиках и их место на диаграмме спектр—светимость. Распределение в пространстве                    | 265 |
| § 67. Новоподобные звезды                                                                                                         | 267 |
| § 68. Звезды типа Р Лебеда                                                                                                        | 268 |
| § 69. Новоподобные звезды поздних спектральных классов                                                                            | 271 |
| § 70. Причины вспышек новых звезд                                                                                                 | 273 |
| § 71. Сверхновые звезды                                                                                                           | 274 |

## ЧАСТЬ IV

## ДИФУЗНАЯ МАТЕРИЯ

|                                                                                            |     |
|--------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Г л а в а XII. Газовые туманности ( <i>Б. А. Воронцов-Вельяминов</i> )                     | 281 |
| § 72. Описание планетарных туманностей                                                     | 281 |
| § 73. Спектры и свечение планетарных туманностей                                           | 283 |
| § 74. Расстояния, размеры, светимости и пространственная структура планетарных туманностей | 286 |
| § 75. Природа ядер                                                                         | 288 |
| § 76. Светящиеся газовые туманности и водородные поля                                      | 289 |
| § 77. Межзвездный поглощающий газ                                                          | 297 |
| § 78. Области H I и H II                                                                   | 301 |
| § 79. Радиоисследования газовой диффузной материи                                          | 304 |

|                                                                                   |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Г л а в а XIII. Пылевые туманности ( <i>Б. А. Воронцов-Вельяминов</i> ) . . . . . | 307 |
| § 80. Межзвездная пыль и темные туманности . . . . .                              | 307 |
| § 81. Светлые пылевые туманности . . . . .                                        | 314 |

## ЧАСТЬ V

## ТЕОРИЯ ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР И ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ

|                                                                                          |     |
|------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Г л а в а XIV. Звездные фотосферы ( <i>В. В. Соболев</i> ) . . . . .                     | 319 |
| § 82. Лучистое равновесие звездной фотосферы . . . . .                                   | 319 |
| § 83. Распределение яркости по диску звезды . . . . .                                    | 326 |
| § 84. Распределение энергии в непрерывном спектре звезды . . . . .                       | 328 |
| § 85. Теория фотосферы при коэффициенте поглощения, зависящем от частоты . . . . .       | 331 |
| § 86. Строение звездных фотосфер . . . . .                                               | 338 |
| Г л а в а XV. Звездные атмосферы ( <i>В. В. Соболев</i> ) . . . . .                      | 343 |
| § 87. Модель Шварцшильда — Шустера . . . . .                                             | 343 |
| § 88. Зависимость эквивалентной ширины линии от числа поглощающих атомов . . . . .       | 346 |
| § 89. Химический состав звездных атмосфер . . . . .                                      | 351 |
| § 90. Причины расширения спектральных линий . . . . .                                    | 354 |
| § 91. Модель Эддингтона . . . . .                                                        | 359 |
| § 92. Центральные интенсивности линий поглощения . . . . .                               | 363 |
| § 93. Образование линий поглощения при некогерентном рассеянии света . . . . .           | 367 |
| § 94. Истолкование спектральной последовательности . . . . .                             | 371 |
| Г л а в а XVI. Газовые туманности ( <i>В. В. Соболев</i> ) . . . . .                     | 376 |
| § 95. Причина свечения туманностей . . . . .                                             | 376 |
| § 96. Определение температур звезд . . . . .                                             | 380 |
| § 97. Ионизация в туманностях . . . . .                                                  | 384 |
| § 98. Интенсивности эмиссионных линий . . . . .                                          | 388 |
| § 99. Запрещенные линии в спектрах туманностей . . . . .                                 | 391 |
| § 100. Температуры туманностей . . . . .                                                 | 395 |
| § 101. Массы, плотности и химический состав . . . . .                                    | 396 |
| § 102. Световое давление в туманностях . . . . .                                         | 399 |
| § 103. Непрерывный спектр туманностей . . . . .                                          | 402 |
| Г л а в а XVII. Звезды с яркими спектральными линиями ( <i>В. В. Соболев</i> ) . . . . . | 409 |
| § 104. Звезды ранних классов с яркими линиями . . . . .                                  | 409 |
| § 105. Профили эмиссионных линий . . . . .                                               | 411 |
| § 106. Интенсивности эмиссионных линий . . . . .                                         | 414 |
| § 107. Звезды типа Ве . . . . .                                                          | 417 |
| § 108. Звезды типа Вольфа — Райе . . . . .                                               | 419 |
| § 109. Звезды поздних классов с яркими линиями . . . . .                                 | 423 |

## ЧАСТЬ VI

## ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ

|                                                                                             |     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Г л а в а XVIII. Звездная статистика. Строение Галактики ( <i>Т. А. Агекян</i> ) . . . . .  | 427 |
| § 110. Явление галактической концентрации . . . . .                                         | 427 |
| § 111. Галактическая система координат . . . . .                                            | 427 |
| § 112. Светимости и абсолютные величины звезд. Диаграмма спектр — светимость . . . . .      | 429 |
| § 113. Диаграмма показатель цвета — светимость . . . . .                                    | 431 |
| § 114. Диаграмма масса — светимость . . . . .                                               | 435 |
| § 115. Функция светимости . . . . .                                                         | 436 |
| § 116. Функция блеска . . . . .                                                             | 438 |
| § 117. Оценка общего числа звезд в Галактике . . . . .                                      | 442 |
| § 118. Функция звездной плотности. Определение звездной плотности в районе Солнца . . . . . | 443 |
| § 119. Основные уравнения звездной статистики . . . . .                                     | 448 |
| § 120. Общее решение первого уравнения звездной статистики . . . . .                        | 449 |
| § 121. Приближенное решение первого уравнения звездной статистики . . . . .                 | 450 |
| § 122. Поглощение света . . . . .                                                           | 451 |
| § 123. Избирательное поглощение света . . . . .                                             | 452 |
| § 124. Поглощение света и зависимость между $M$ и $m$ . . . . .                             | 453 |
| § 125. Поглощение света и основное уравнение звездной статистики . . . . .                  | 454 |
| § 126. Формула среднего поглощения света . . . . .                                          | 455 |
| § 127. Метод Вашакидзе — Оорта определения звездной плотности . . . . .                     | 457 |
| § 128. Роль темных туманностей в поглощении света . . . . .                                 | 458 |

|                                                            |                                                                                                                       |     |
|------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| § 129.                                                     | Теория флуктуаций яркости поля                                                                                        | 462 |
| § 130.                                                     | Флуктуации поверхностной яркости Галактики                                                                            | 466 |
| § 131.                                                     | Основные черты строения Галактики                                                                                     | 469 |
| § 132.                                                     | Два типа звездного населения. Подсистемы Галактики                                                                    | 471 |
| § 133.                                                     | Спиральная структура Галактики                                                                                        | 474 |
| § 134.                                                     | Строение Галактики по данным радионаблюдений                                                                          | 475 |
| § 135.                                                     | Местная система звезд                                                                                                 | 478 |
| Г л а в а XIX. Движения звезд (А. Н. Дейч, Т. А. Агекян)   |                                                                                                                       | 481 |
| § 136.                                                     | Общие соображения                                                                                                     | 481 |
| § 137.                                                     | Наблюдаемые компоненты пространственной скорости звезды и их связь с проекциями $x, y, z$                             | 482 |
| § 138.                                                     | Вековые изменения собственного движения, параллакса и лучевой скорости звезды вследствие ее движения в пространстве   | 485 |
| § 139.                                                     | Статистические соотношения между средней пространственной скоростью звезды и ее лучевым и тангенциальным компонентами | 487 |
| § 140.                                                     | Компоненты $v$ и $w$ собственных движений                                                                             | 488 |
| § 141.                                                     | Средние вековые и средние годовые параллаксы звезд                                                                    | 489 |
| § 142.                                                     | Определение апаркса Солнца по собственным движениям                                                                   | 492 |
| § 143.                                                     | Определение элементов движения Солнца по лучевым скоростям                                                            | 494 |
| § 144.                                                     | К-эффект                                                                                                              | 495 |
| § 145.                                                     | План «избранных площадей» Каптейна                                                                                    | 496 |
| § 146.                                                     | Понятие центроида. Остаточные скорости звезд                                                                          | 498 |
| § 147.                                                     | Распределение остаточных скоростей звезд                                                                              | 500 |
| § 148.                                                     | Асимметрия звездных движений                                                                                          | 506 |
| § 149.                                                     | Влияние вращения Галактики на лучевые скорости и собственные движения звезд                                           | 510 |
| § 150.                                                     | Дифференциальное поле скоростей центроидов. Его влияние на наблюдаемые движения звезд                                 | 512 |
| § 151.                                                     | Поле центроидов в случае чистого вращения Галактики                                                                   | 517 |
| § 152.                                                     | Данные о вращении Галактики на основе радионаблюдений                                                                 | 518 |
| § 153.                                                     | Ротационное движение звезд                                                                                            | 524 |
| Г л а в а XX. Звездная динамика (Т. А. Агекян)             |                                                                                                                       | 528 |
| § 154.                                                     | Основные положения                                                                                                    | 528 |
| § 155.                                                     | Основное уравнение звездной динамики для регулярного поля                                                             | 530 |
| § 156.                                                     | Решение основного уравнения звездной динамики при помощи задания потенциала                                           | 534 |
| § 157.                                                     | Гидродинамические уравнения для звездных систем                                                                       | 537 |
| § 158.                                                     | Решение основного уравнения звездной динамики при помощи задания функции распределения скоростей                      | 539 |
| § 159.                                                     | Изменение остаточной скорости звезды. Круговые и почти круговые орбиты                                                | 544 |
| § 160.                                                     | Теорема о вирiale и следствия из нее                                                                                  | 549 |
| § 161.                                                     | Иррегулярные силы. Изменение абсолютных скоростей звезд в результате двойного сближения                               | 552 |
| § 162.                                                     | Вероятность двойного сближения с заданным изменением абсолютной скорости                                              | 554 |
| § 163.                                                     | Общая задача изменения скорости в иррегулярном поле. Время релаксации                                                 | 560 |
| § 164.                                                     | Функция распределения остаточных скоростей и скорость диссипации звездных систем                                      | 562 |
| § 165.                                                     | Наивероятнейшее распределение в фазовом пространстве                                                                  | 564 |
| § 166.                                                     | Диссипация звездных систем                                                                                            | 567 |
| § 167.                                                     | Эволюция звездных систем вследствие диссипации                                                                        | 571 |
| § 168.                                                     | Общие черты эволюции звездных систем                                                                                  | 573 |
| Г л а в а XXI. Звездные скопления (Т. А. Агекян)           |                                                                                                                       | 578 |
| § 169.                                                     | Введение                                                                                                              | 578 |
| § 170.                                                     | Рассеянные звездные скопления                                                                                         | 578 |
| § 171.                                                     | Движущиеся скопления                                                                                                  | 587 |
| § 172.                                                     | Звездные ассоциации                                                                                                   | 589 |
| § 173.                                                     | Шаровые скопления                                                                                                     | 591 |
| § 174.                                                     | Устойчивость звездных скоплений                                                                                       | 602 |
| Г л а в а XXII. Внегалактическая астрономия (Т. А. Агекян) |                                                                                                                       | 607 |
| § 175.                                                     | Введение                                                                                                              | 607 |
| § 176.                                                     | Классификация галактик Хаббла                                                                                         | 607 |
| § 177.                                                     | Определение расстояний до галактик                                                                                    | 614 |

|                                                                                                                |     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| § 178. Видимые величины, абсолютные величины, диаметры и поверхностные яркости галактик . . . . .              | 616 |
| § 179. Спектры, показатели цвета и типы звездного населения галактик. Классификация галактик Моргана . . . . . | 622 |
| § 180. Распределение галактик по типам . . . . .                                                               | 626 |
| § 181. Распределение сжатых галактик . . . . .                                                                 | 627 |
| § 182. Красное смещение в спектрах галактик . . . . .                                                          | 629 |
| § 183. Пересмотр шкалы внегалактических расстояний . . . . .                                                   | 633 |
| § 184. Вращение галактик . . . . .                                                                             | 638 |
| § 185. Определение масс галактик по их вращению . . . . .                                                      | 641 |
| § 186. Описание Магеллановых Облаков и галактики в Андромеде . . . . .                                         | 645 |
| § 187. Видимое распределение галактик . . . . .                                                                | 652 |
| § 188. Двойные и кратные галактики . . . . .                                                                   | 657 |
| § 189. Определение масс двойных галактик . . . . .                                                             | 659 |
| § 190. Скопления галактик . . . . .                                                                            | 661 |
| § 191. Определение масс галактик в скоплениях. Отношение масса — светимость в звездных системах . . . . .      | 667 |
| § 192. Радиоизлучение галактик . . . . .                                                                       | 669 |
| § 193. Метагалактика. Строение вселенной . . . . .                                                             | 674 |
| Именной указатель . . . . .                                                                                    | 679 |
| Предметный указатель . . . . .                                                                                 | 683 |

---

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Первый том второго издания «Курса астрофизики и звездной астрономии», составленный коллективом авторов, главным образом сотрудников Пулковской обсерватории, вышел в 1951 году. В нем описаны методы и инструменты, применяемые в астрофизических исследованиях. Предполагалось, что скоро последует второй том, содержащий результаты и интерпретацию наблюдений небесных объектов и исследования строения звездных систем. При подыскании авторов для этих статей встретились трудности, а материал оказался столь обширным, что пришлось решиться на разделение его на два тома, из которых один содержит данные для мира звезд, а другой — для тел солнечной системы. Все это привело к значительной задержке, и лишь теперь выходит в свет второй том курса, содержащий сведения о звездах и звездных системах. Хотя логически второй том следовало бы посвятить телам солнечной системы, однако статьи для звездного тома оказались написанными и собранными раньше, и поэтому пришлось именно этот материал дать во втором томе курса. Это целесообразно еще и потому, что именно в отношении тел солнечной системы, главным образом Луны, Солнца и ближайших планет, наши сведения быстро расширяются и поэтому более позднее издание такого третьего, последнего тома курса позволит полнее отразить новейшие результаты исследований.

*Редколлегия*

# ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

## АБСОЛЮТНЫЕ ЯРКОСТИ И МАССЫ ЗВЕЗД

---

### ГЛАВА I

#### АБСОЛЮТНЫЕ ЯРКОСТИ ЗВЕЗД

§ 1. Введение. Блеск и цвет звезд. Звезды представляются нам блестящими точками. *Абсолютной яркостью* или иначе *абсолютным блеском* звезды ( $E$ ) называется освещенность от нее площадки, перпендикулярной к лучам и отстоящей на расстоянии 10 парсек (см. т. I, стр. 346—349). В соответствии с формулой  $M = -2,5 \lg E + \text{const}$  *абсолютной величиной* звезды ( $M$ ) является при отсутствии поглощения света ее видимая величина при наблюдении с расстояния 10 парсек, которое соответствует параллаксу  $0'',1$ .

В настоящее время в Галактике и Большом Магеллановом Облаке известны очень яркие ранние звезды класса В с абсолютными величинами до  $-9^m,5$ . С другой стороны, в Галактике наблюдаются очень слабые поздние звезды с абсолютной величиной до  $+19^m,0$ . Поскольку  $M_{\odot} = +4^m,73$ , упомянутые светила по абсолютному блеску и, следовательно, светимости (т. е. полному излучению со всей поверхности) в 500 000 раз ярче и слабее Солнца соответственно. Солнце генерирует лучистую энергию с мощностью 2 эрг/сек на 1 г своей массы. Наиболее же яркие звезды излучают в тысячи раз больше, а наиболее слабые, наоборот, в тысячи раз меньше при массах лишь в десятки раз отличающихся от солнечной. Отсюда следует, что продолжительность жизни первых относительно мала ( $10^5$ — $10^8$  лет), а вторых — велика ( $10^9$ — $10^{12}$  лет).

Выше мы указали крайние пределы абсолютных величин звезд. Чаше наблюдаются звезды с абсолютными визуальными (видимыми) величинами приблизительно от  $-6^m$  до  $+10^m$  или даже  $+15^m$  (белые карлики). Разница же в звездных величинах, равная  $-6^m - 15^m = -21^m$ , соответствует отношению абсолютных блесков (яркостей) и светимостей 250 000 000 : 1!

Более того, среди особенных типов нестационарных звезд взрывного типа, которые называются «сверхновыми», мы встречаем еще более яркие объекты, правда, только во время максимума вспышки. Например, в 1955 г. сверхновая, вспыхнувшая в спиральной галактике NGC 23, имела видимую абсолютную величину  $-18^m,0$  и была лишь на несколько звездных величин слабее интегральной абсолютной величины всей галактики, вероятно содержащей миллиарды звезд (в среднем типа Солнца).

Непосредственно из наблюдений можно определить только *видимую звездную величину*  $m$ . Абсолютная же величина звезды может быть вычислена по видимой, если известно расстояние ( $r$ ) до звезды или же ее параллакс  $p$  \*). К сожалению, значение видимой яркости из-за влияния межзвездного поглощения получается заниженным ( $m$  оказывается алгебраически большим). В дальнейшем мы для простоты будем считать, что соответствующие поправки уже учтены. Пусть звезда радиуса  $R$  излучает в участке спектра

---

\*) Абсолютная величина приближенно может быть определена также и по виду спектра (см. ниже).

с длиной волны  $\lambda$  (см) с единицы поверхности (см<sup>2</sup>) в единичном телесном угле (стерад) за единицу времени (сек) в единичном спектральном интервале (см) поток энергии  $I_\lambda(\theta)$  ( $\Delta\lambda = 1$  см). Эта величина носит название *удельной спектральной интенсивности* или просто *интенсивности в направлении  $\theta$  по отношению к нормали* (радиусу) и имеет размерность *эрг/сек·см<sup>2</sup>·стерад*. Полное излучение с единицы поверхности в полусферу наблюдателя (*поток излучения*) будет равно (при  $\Delta\lambda = 1$  см)

$$H_\lambda = \int I_\lambda \cos \theta d\omega = \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} I_\lambda(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi \text{ эрг/сек·см}^2. \quad (1)$$

Обозначим через  $\bar{I}_\lambda$  интенсивность, усредненную по диску звезды:

$$\bar{I}_\lambda = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} I_\lambda(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi} = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_\lambda(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (2)$$

Поскольку проекция элемента поверхности звезды на диск равна  $R^2 \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi$ , то

$$\pi R^2 \bar{I}_\lambda = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} I_\lambda(\theta) R^2 \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (3)$$

Сравнивая (1) и (3), получаем для потока излучения в единичном участке спектра ( $\Delta\lambda = 1$  см)

$$H_\lambda = \pi \bar{I}_\lambda \text{ эрг/сек·см}^2 \text{ (или вт/см}^2\text{)}. \quad (4)$$

Поток излучения в спектральном участке от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , т. е.  $d\lambda$ , будет, естественно, равен

$$H_\lambda d\lambda = \pi \bar{I}_\lambda d\lambda \text{ эрг/сек·см}^2 \text{ (или вт/см}^2\text{)}. \quad (5)$$

Со всей поверхности звезды по всем направлениям за 1 сек в единичном участке длин волн  $\Delta\lambda = 1$  см будет излучаться монохроматический поток энергии  $L_\lambda = 4\pi R^2 H_\lambda$  эрг/сек (или вт). В участке спектра  $d\lambda$  поток энергии будет

$$L_\lambda d\lambda = 4\pi R^2 \cdot H_\lambda d\lambda = 4\pi R^2 \cdot \pi \bar{I}_\lambda d\lambda \text{ эрг/сек (или вт)}. \quad (6)$$

Величина  $L_\lambda$  называется монохроматической светимостью звезды в спектральном участке  $\Delta\lambda = 1$  см. На практике мы встречаемся, конечно, не с «теоретической» светимостью  $L_\lambda$ , а со светимостью  $L_{\lambda_1, \lambda_2}$ , которая определяется для чернотельного излучателя интегралом вида

$$\begin{aligned} L_{\lambda_1, \lambda_2} &= 4\pi R^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_\lambda(T) d\lambda = 4\pi R^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\pi C_1}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{e^{c_2/\lambda T} - 1} \approx \\ &\approx 4\pi R^2 [\pi C_1 (e^{c_2/\lambda_0 T} - 1)^{-1} \cdot \lambda_0^{-5} (\lambda_2 - \lambda_1)]. \end{aligned} \quad (7)$$

При расчете  $L_\lambda$  мы полагали, что  $\Delta\lambda = 1$  см, в данном же случае для визуальных и фотографических величин разности  $\lambda_2 - \lambda_1$  приблизительно равны  $3 \cdot 10^{-5}$  см и  $2,05 \cdot 10^{-5}$  см, т. е. относительно малы, и приближенно можно

считать, что  $J_\lambda(T)$  в этих интервалах постоянно и соответствует некоторой  $\lambda_0$  близ середины интервала  $(\lambda_2 - \lambda_1)$ . Пределы интегрирования, или интервал  $(\lambda_2 - \lambda_1)$ , определяют фотометрическую систему светимостей. При  $\lambda_1 \approx 4000 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_2 \approx 7000 \text{ \AA}$  мы получаем визуальную  $L_v$ ; при  $\lambda_1 = 2950 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_2 = 5000 \text{ \AA}$  фотографическую  $L_{pg}$  и при  $\lambda_1 = 0$ ,  $\lambda_2 = \infty$  болометрическую  $L_b$  светимости. Соответственно определяются и абсолютные величины звезды как  $M = -2,5 \lg L + \text{const}$ . На практике дело осложняется еще и тем, что реакция приемника, в частности и для чернотельного излучателя, пропорциональна не  $L \sim \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_\lambda(T) d\lambda$ , а  $\sim \int_0^\infty J_\lambda(T) s(\lambda) d\lambda$ , где функция  $s(\lambda)$  определяется произведением не менее чем трех независимых функций (см. далее). Пока что мы будем оперировать теоретическими светимостями. Величина

$$L \equiv L_b = \int_0^\infty L_\lambda d\lambda \text{ эрг/сек (или вт)} \quad (8)$$

называется *интегральной* (по спектру), *полной* или же *болометрической светимостью* звезды. Например, для Солнца

$$L_{b,\odot} = 3,840 \cdot 10^{33} \text{ эрг/сек} = 3,840 \cdot 10^{26} \text{ вт}.$$

Если звезда находится на расстоянии  $r$  парсек от Земли, то она создает близ последней (вне атмосферы) освещенность (иначе ее называют *площадной яркостью*) единичной, нормальной к потоку энергии площадки (в участке спектра  $\Delta\lambda = 1 \text{ см}$ )

$$e_\lambda = \frac{L_\lambda}{4\pi r^2} = \frac{R^2}{r^2} H_\lambda = \frac{R^2}{r^2} \pi \bar{I}_\lambda \text{ эрг/сек} \cdot \text{нс}^2 \text{ или вт/нс}^2. \quad (9)$$

Если же мы мысленно поместим ту же звезду на расстоянии  $r = 10 \text{ пс}$ , то освещенность от нее будет в тех же единицах равна

$$E_\lambda = \frac{L_\lambda}{4\pi (10)^2} = \frac{R^2 (nc^2)}{10^2} H_\lambda = \left(\frac{R}{10}\right)^2 \pi \bar{I}_\lambda. \quad (10)$$

Величины  $e_\lambda$  и  $E_\lambda$  рассчитаны для интервала спектра  $\Delta\lambda = 1 \text{ см}$ . Их отношение запишется в виде

$$\frac{E_\lambda}{e_\lambda} = \left(\frac{r}{10}\right)^2 = \left(\frac{0''.1}{p}\right)^2. \quad (11)$$

Здесь  $p$  — параллакс звезды в секундах дуги, соответствующий расстоянию  $r \text{ пс}$ , а  $0''.1$  — параллакс, соответствующий расстоянию  $10 \text{ пс}$ . Примем, что освещенность  $E_\lambda$  соответствует абсолютной звездной величине  $M_\lambda$ , а  $e_\lambda$  — видимой величине  $m_\lambda$ .

Тогда по определению из формулы Погсона имеем:

$$\frac{E_\lambda}{e_\lambda} = \left(\frac{1}{2,512}\right)^{M_\lambda - m_\lambda} = 10^{-0,4(M_\lambda - m_\lambda)}. \quad (12)$$

При сравнении (11) и (12) и логарифмируя, получим:

$$\lg \frac{E_\lambda}{e_\lambda} = 2 \lg r - 2 = -2 - 2 \lg p = -0,4(M_\lambda - m_\lambda). \quad (13)$$

Отсюда

$$M_\lambda = m_\lambda + 5 - 5 \lg r = m_\lambda + 5 + 5 \lg p. \quad (14)$$



Это хорошо известная и часто употребляемая в звездной астрономии формула для связи абсолютной и видимой звездных величин через расстояние, или параллаксы (см. т. I, стр. 349).

Исходя из выражений (6) и (10), абсолютную звездную величину можно записать в виде

$$M_{\lambda} = \text{const} - 2,5 \lg E_{\lambda} = \text{const} - 5 \lg R - 2,5 \lg H_{\lambda} = \text{const} - 5 \lg R - 2,5 \lg \pi \cdot \bar{I}_{\lambda}. \quad (15)$$

Для двух длин волн  $\lambda_1, \lambda_2$  будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} M_{\lambda_1} &= c_{\lambda_1} - 5 \lg R - 2,5 \lg \pi \cdot \bar{I}_{\lambda_1}, \\ M_{\lambda_2} &= c_{\lambda_2} - 5 \lg R - 2,5 \lg \pi \cdot \bar{I}_{\lambda_2}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Здесь  $c_{\lambda_1}$  и  $c_{\lambda_2}$  — постоянные.

Составим разность

$$M_{\lambda_1} - M_{\lambda_2} = -2,5 \lg \pi (\bar{I}_{\lambda_1} - \bar{I}_{\lambda_2}) + (c_{\lambda_1} - c_{\lambda_2}). \quad (17)$$

Эта разность называется *показателем цвета* или просто цветом звезды. Длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  определяют, в частности, систему звездных величин, цветов и т. д.

Если звезда излучает, как черное тело с температурой  $T$ , то  $J_{\lambda_i}(T) = \bar{I}_{\lambda_i} = I_{\lambda_i}$ . Согласно формуле Планка излучение черного тела с единицы поверхности \*) в участке спектра  $\Delta\lambda = 1$  см запишется так:

$$J_{\lambda_i}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda_i^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda_i kT}} - 1} = \frac{C_1}{\lambda_i^5} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda_i T}} - 1} = \frac{C_1}{\lambda_i^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda_i T}} (1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda_i T}})^{-1} \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{стерад}. \quad (18)$$

Постоянные величины  $C_1$  и  $c_2$  имеют следующие значения:

$$C_1 = 2hc^2 = 1,191 \cdot 10^{-5} \frac{\text{эрг} \cdot \text{см}^2}{\text{сек} \cdot \text{стерад}}$$

или

$$1,191 \cdot 10^{-12} \frac{\text{вт} \cdot \text{см}^2}{\text{стерад}} \text{ и } c_2 = \frac{hc}{k} = 1,4385 \text{ см} \cdot \text{град},$$

а размерность  $J_{\lambda_i}(T)$  такая же, как и  $\bar{I}_{\lambda}$  (эрг/сек · см<sup>2</sup> или вт/см<sup>2</sup>), ибо в нашем случае они рассчитаны на участок спектра  $\Delta\lambda = 1$  см. Подставляя (18) в (15), получим:

$$\begin{aligned} M_{\lambda} &= c_{\lambda} - 5 \lg R + 2,5 \lg e \cdot \frac{c_2}{\lambda T} - 2,5 \lg (1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}})^{-1} = \\ &= c_{\lambda} - 5 \lg R + 1,086 \cdot \frac{c_2}{\lambda T} + x_{\lambda} = c_{\lambda} - 5 \lg R + \frac{1,5600}{\lambda T} + x_{\lambda}. \end{aligned} \quad (19)$$

Последний член справа ( $x_{\lambda}$ ) равен нулю в случае применимости приближения Вина к формуле Планка, когда  $e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \ll 1$ , или иначе  $T > 3000^\circ$ ,  $\lambda > 3000 \text{ \AA}$  (при  $\frac{c_2}{\lambda T} \ll 1$  получится область применимости закона излучения Рэлея — Джинса). Но и в общем случае  $x_{\lambda}$  невелико. При  $\frac{1,5600}{\lambda T} = 5, 4, 3, 2$  и  $1$ ,  $x_{\lambda} = 0,01; 0,03; 0,07; 0,19$  и  $0,55$ . При  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  и  $T \cdot 10^{-3} = 4, 6$ ,

\*) Величина  $\pi J_{\lambda_i}(T)$  называется *спектральной интенсивностью излучения* или *светимостью абсолютно черного тела* (см. т. I, стр. 451).

8, 10, 15, 20  $\left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}\right)^{-1}$  принимает значения 1,001; 1,009; 1,029; 1,061; 1,174; 1,315. Для гарвардской фотометрической системы в результате специального колориметрического исследования принято  $\lambda_1 \equiv \lambda_{pg} \equiv \lambda_p = 4250 \text{ \AA}$  и  $\lambda_2 \equiv \lambda_{vis} \equiv \lambda_v = 5290 \text{ \AA}$  для фотографических и визуальных лучей соответственно. С этими значениями из (19) будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} M_p &= c_p - 5 \lg R + \frac{36700}{T} + x_p, \\ M_v &= c_v - 5 \lg R + \frac{29500}{T} + x_v. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Отсюда для цвета

$$CI \equiv C = M_p - M_v = m_p - m_v = c_p - c_v + \frac{7200}{T} + (x_p - x_v). \quad (21)$$

Принимается такая система цветов \*), при которой  $C = 0$ , т. е.  $M_p = M_v$  для звезд класса A0, имеющих цветовую температуру  $T(A0) = 15\,000^\circ \text{ K}$ . Поэтому для этой системы  $(c_p - c_v) = -\frac{7200}{15\,000} - (x_p - x_v) = -0,48 - 0,07 = -0,55$ . Следовательно,

$$C = M_p - M_v = m_p - m_v = \frac{7200}{T} - 0,55. \quad (22)$$

Цвет  $C$  изменяется от  $-0^m,3$  до  $+2^m,0$  для самых горячих и холодных звезд соответственно.

Поскольку распределение энергии в спектре звезды, а следовательно, и  $M_p$ ,  $M_v$  определяются цветовой, а не эффективной температурой, в формуле (22) используется  $T = T_c$ , а не  $T = T_e$ .

Цветовая температура равна  $15\,000^\circ$  и более для бело-голубых и  $3000^\circ$  и даже ниже для темно-красных звезд. Поскольку  $c_v = c_p + 0^m,55$ , можно написать:

$$\left. \begin{aligned} M_p &= M_0 - 5 \lg \frac{R}{R_\odot} + \frac{36700}{T} + x_p, \\ M_v &= M_0 + 0,55 - 5 \lg \frac{R}{R_\odot} + \frac{29500}{T} + x_v. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Общую для  $M_p$  и  $M_v$  постоянную  $M_0$  можно определить по Солнцу. Для последнего  $m_v = -26^m,84$  (по Дж. Койперу) и среднее расстояние

$$r = 1,495 \cdot 10^{13} \text{ см} = \frac{1,495 \cdot 10^{13}}{3,086 \cdot 10^{18}} \text{ пс} = 4,844 \cdot 10^{-6} \text{ пс}.$$

Отсюда

$$M_v(\odot) \equiv M_{v,\odot} = m_v(\odot) + 5 - 5 \lg r_\odot(\text{пс}) = -26,84 + 5 + 26,57 = +4^m,73. \quad (24)$$

Поэтому из (23) получим при  $T \approx 6\,000^\circ \text{ K}$

$$M_v = 4^m,73 = M_0 + 0,55 + 4,92 - 0,01 = M_0 + 5,46. \quad (25)$$

\*) В фотометрических системах нуль-пункт фотографических и визуальных величин принимается следующим образом: в пределах видимых визуальных звездных величин  $m_v = 5^m,5 - 6^m,5$  средние гарвардские фотографические величины звезд Гарвардского спектрального класса A0 совпадают со средними Гарвардскими визуальными величинами звезд того же класса A0, т. е. показатель цвета  $C(A0) = \overline{m}_{pg} - \overline{m}_v = 0$ . Но сейчас выяснено, что подобное определение нуль-пункта недостаточно хорошее и удобное.

Отсюда  $M_0 = -0^m,73$  и  $(M_0 + 0,55) = -0^m,18$ . Поэтому (23) переписывается в виде

$$\left. \begin{aligned} M_p &= -0,73 - 5 \lg \frac{R}{R_\odot} + \frac{36\,700}{T} + x_p, \\ M_v &= -0,18 - 5 \lg \frac{R}{R_\odot} + \frac{29\,500}{T} + x_v. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Выше в расчетах мы использовали значение  $m_v(\odot) = 26^m,84$  по Койперу, полученное в 1938 г. С тех пор было много новых определений. Наиболее точное определение с обширной дискуссией было выполнено Д. Я. Мартыновым в 1959 г. В цвете  $V$  системы  $U, B, V$  он получил для изофотной линии  $\lambda = 0,55 \mu$  значение  $m_v(\odot) = -26^m,80$ , т. е. практически такое же, какое принято нами в расчетах. В той же работе получено значение внеатмосферной звездной величины метр-свечи (международного люкса), равное  $-13^m,78$ .

Как следствие предыдущих уравнений, можно получить формулу для приближенной оценки диаметра (радиуса) звезды. Действительно, из определений параллакса  $p''$  и углового диаметра  $D''$  имеем:

$$D'' = p'' \frac{D}{A} = p'' \frac{2R}{A} = p'' \frac{2 \frac{R}{R_\odot}}{\frac{A}{R_\odot}} = p'' \frac{\frac{R}{R_\odot}}{\frac{A}{2R_\odot}} = p'' \frac{\frac{R}{R_\odot}}{107}. \quad (27)$$

Здесь  $\frac{A}{2R_\odot} = 107$  (астрономическая единица, выраженная в солнечных диаметрах). Отсюда

$$\lg D'' = \lg p'' + \lg \frac{R}{R_\odot} - 2,029. \quad (28)$$

Используя (14) и (26) для  $M_v$ , получим:

$$\lg p \equiv \lg p'' = -0,200m_v - \lg \frac{R}{R_\odot} + \frac{5900}{T} - 1,036 + 0,200x_v. \quad (29)$$

Наконец, из (28) и (29) получим приближенное равенство

$$\lg D'' = -0,200m_v + \frac{5900}{T} - 3,070 + 0,200x_v. \quad (30)$$

Эта формула и служит для приближенного расчета диаметров и радиусов звезд.

**§ 2. Боллометрическая поправка.** В астрофизике очень большое значение имеет так называемая *боллометрическая поправка*. Она равна разности визуальной  $M_v$  и боллометрической  $M_b$  абсолютных (или видимых) звездных величин:

$$\Delta M_b = M_v - M_b = \Delta m_b = m_v - m_b = -B.C. \quad (31)$$

Первоначально эта поправка вычислялась для черного тела и ее нуль-пункт определялся минимумом кривой  $\Delta M_b(T)$  при температуре около  $6800^\circ \text{K}$ , где поправка была принята равной нулю. Поток излучения в полусферу наблюдателя с единицы поверхности в интегральном свете в случае чернотельного излучателя есть

$$H = \pi \bar{I} = \pi \int_0^\infty \bar{I}_\lambda d\lambda = \sigma T^4 \text{ (эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \text{ или вт/см}^2 \text{)}. \quad (32)$$

Поэтому интегральный поток со всей поверхности звезды — болометрическая светимость — будет

$$L_b = 4\pi R^2 H = 4\pi R^2 \pi \bar{I} = 4\pi R^2 \sigma T^4 \text{ (эрг/сек или вт)}. \quad (33)$$

Следовательно, абсолютная болометрическая звездная величина будет равна (с учетом нулевого минимума  $M_v - M_b$  при  $T \approx 6800^\circ \text{K}$ )

$$M_b = c_b - 5 \lg \frac{R}{R_\odot} - 10 \lg T = M_0 + 43,18 - 5 \lg \frac{R}{R_\odot} - 10 \lg T. \quad (34)$$

Из (23) и (34) получим:

$$\Delta M_b = M_v - M_b = M_0 + 0^m,55 - c_b + \frac{29\,500}{T} + 10 \lg T + x_v. \quad (35)$$

Поскольку в минимуме при  $T \approx 6800^\circ \text{K}$   $\Delta M_b \equiv 0$ , то это определяет всю постоянную. Окончательно для болометрической поправки (иногда обозначаемой  $B.C.$  =  $-\Delta M_b$ ) получим:

$$-B.C. = \Delta M_b = M_v - M_b = m_v - m_b = -42,63 + 10 \lg T + \frac{29\,500}{T} + x_v. \quad (36)$$

Болометрическая поправка позволяет судить о болометрической (полной) величине звезды по ее визуальной величине. Это тем более существенно, что болометрическая величина из наблюдений непосредственно не определяется. Последнее обусловлено недоступностью далекой инфракрасной области спектра и области с длинной волны короче  $0,295\mu$  (из-за наличия земной атмосферы). Только в случае Солнца эта область становится доступной благодаря развитию бортовых наблюдений с баллонов, ракет и искусственных спутников Земли.

Графически болометрическая поправка представлена на рис. 1. Например, для Солнца при  $T_\odot \approx 5780^\circ \text{K}$ ,  $\Delta M_b = +0^m,07$  и поэтому  $M_b = M_v - \Delta M_b = +4^m,73 - 0^m,07 = +4^m,66$ .

Согласно (22) при  $T_\odot \approx 5780^\circ \text{K}$  цвет  $C_{p-v} = +0^m,69$ , и поэтому для Солнца  $M_p = M_v + C_{p-v} = +5^m,42$ . Для нормальной звезды по диаграмме Герцшпрунга — Рассела («HR-диаграмме») при  $M_v = +4^m,60$  показатель цвета  $C_{p-v} = +0^m,65$ , что соответствует спектру dG0 \*).

Необходимо отметить, что фраунгоферов спектр Солнца существенно изменяется по диску, а именно он относится к классам и к подклассам G1, G4, G7p, K0p при значениях  $\sin \theta = 0; 0,75; 0,945$  и  $0,985$  соответственно (В. Морган, Ф. Киан, 1939).

В случае звезд поздних классов болометрическая поправка может быть приблизительно выведена из наблюдений, ибо энергетически основной участок континуума спектра находится в области, доступной болометру, радиометру и другим тепловым детекторам. Дело осложняется в случае ранних звезд, у которых основная доля излучения находится в недоступном ультрафиолете. В этом случае поправка вычисляется по формуле (36). Однако этот путь оказывается тоже ненадежным вследствие уклонения распределения излучения в континууме от чернотельного. Более точные результаты получаются в теоретической астрофизике посредством вычисления распределения энергии в континууме для определенной модели атмосферы при данной температуре.

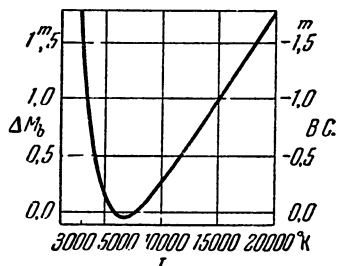


Рис. 1.

\*) По самым новым данным спектральный класс Солнца в системе МК (см. ниже) есть G2V.

К этому вопросу мы еще возвратимся ниже в связи с тем, что он имеет непосредственное отношение к вопросу о шкале эффективных температур звезд. Основная трудность всей проблемы, изложенной выше, заключается в том, что из наблюдений мы получаем величины  $M_v$  и  $m_v$ , которые не являются монохроматическими звездными величинами, за исключением тех редких случаев, когда они определяются по непрерывным спектрам, полученным с призмными камерами или с бесцелевыми спектрографами.

§ 3. Средние, эффективные и изофотные длины волн и их вычисление. На практике мы встречаемся обычно с гетерохромными — многоцветными величинами звезд. Это обусловлено тем, что светоприемник-детектор, который реагирует на падающий лучистый поток от светила, имеет определенную спектральную чувствительность, простирающуюся теоретически от самых коротких до самых длинных волн, но фактически, т. е. на практике, в определенном участке спектра между  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  с максимумом около некоторой длины волны в интервале  $\lambda_2 - \lambda_1$ . Кроме того, поток от звезды ослабляется: 1) в земной атмосфере, 2) вследствие поглощения и потери на отражение в оптике телескопов, 3) при прохождении через светофильтры и т. д. Этот вопрос подробно освещался в т. I «Курса». Если  $\mathfrak{D}$  — диаметр объектива телескопа, то с учетом формулы (9) регистрируемая интенсивность, т. е. поток излучения звезды, измеряемый реакцией приемника, будет определяться выражением

$$i \sim \frac{\pi \mathfrak{D}^2}{4} \int_0^{\infty} e_{\lambda} s(\lambda) d\lambda \sim \frac{\pi \mathfrak{D}^2}{4} \int_0^{\infty} \bar{I}_{\lambda}(T) s(\lambda) d\lambda \sim \int_0^{\infty} \bar{I}_{\lambda}(T) s(\lambda) d\lambda \approx \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \bar{I}_{\lambda}(T) s(\lambda) d\lambda. \quad (37)$$

Здесь  $\bar{I}_{\lambda}$  — функция, описывающая распределение энергии в звездном спектральном континууме, а  $s(\lambda)$  — функция, являющаяся произведением всех нормированных функций, описывающих чувствительность аппаратуры и другие факторы (ослабление света в атмосфере, телескопе и др.). Следовательно,  $\frac{\pi \mathfrak{D}^2}{4} s(\lambda)$  есть доля света, прошедшая через атмосферу Земли, оптику телескопа и аппаратуры и зарегистрированная приемником.

При этом мы встречаемся с некоторой неопределенностью относительно измерения  $i$  и, следовательно, определения  $M = -2,5 \lg i + \text{const}$  в смысле незнания участка спектра, к которым они относятся (для использования в формулах, приведенных выше). Мы должны так определить некоторую условную длину волны спектра, чтобы фактически измеренная гетерохромная освещенность от звезды, ее видимая звездная величина и т. д. совпали с точно рассчитанными монохроматическими величинами для этой длины волны. Обычно приближенными методами определяют одну из трех длин волн: 1) средневзвешенную длину волн системы (для  $I_{\lambda}(T) = \text{const}$ , т. е. для равноэнергетического излучения)

$$\bar{\lambda} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda I_{\lambda}(T) s(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda}(T) s(\lambda) d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda s(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) d\lambda}; \quad (38)$$

здесь, как и далее, интегрирование математически производится от 0 и до  $\infty$ , но практически от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ , ибо вне интервала  $(\lambda_2 - \lambda_1)$  функция  $s(\lambda) = 0$ ;

## 2) эффективную средневзвешенную длину волны \*)

$$\bar{\lambda}_e = \lambda_e = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda \bar{I}_\lambda(T) s(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \bar{I}_\lambda(T) s(\lambda) d\lambda}; \quad (39)$$

3) изофотную длину волны  $\lambda_i$ . Последняя определяется (например, Р. Вулли, Д. Стиббс, 1953) по-разному. В частности, из уравнения для черного излучения  $J_{\lambda_i}(T)$  с цветовой температурой  $T \equiv T_c$

$$J_{\lambda_i}(T_c) = \frac{1}{k} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_\lambda(T_c) s(\lambda) d\lambda = \text{const} \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_\lambda(T_c) s(\lambda) d\lambda. \quad (40)$$

Здесь  $\frac{1}{k}$  — постоянная; выбрав ее определенным образом, можно получить семейство значений  $\lambda_i$ .

Во избежание неоднозначности значение постоянной  $\frac{1}{k}$  было задано (Ф. Сирс, М. Джойнер, 1943) уравнением

$$J_{\lambda_i}(T_c) = J_{\bar{\lambda}_E}(T_0) \frac{\int_0^\infty J_\lambda(T_c) s(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty J_\lambda(T_0) s(\lambda) d\lambda}. \quad (41)$$

$J_\lambda(T_0) = [J_\lambda(T_0)]_{\max}$ , т. е. эта функция имеет максимум при средневзвешенной или эффективной длине волны системы  $\bar{\lambda}_E \equiv \lambda_{\max} \equiv \lambda_m$  в соответствии с температурой

$$T_0 = \frac{0,2897}{\bar{\lambda}_E} \equiv \frac{0,2897}{\lambda_{\max}} \equiv \frac{0,2897}{\lambda_m}.$$

Очевидно, что при  $T \equiv T_c = T_0$  получается  $\lambda_i = \bar{\lambda}_E \equiv \lambda_{\max} \equiv \lambda_m$ . Обычно  $\bar{\lambda}_E$  берут так, чтобы она соответствовала  $T_c$  для звезд А0. Изофотные длины волн имеют большое значение в астрофизике. Само название говорит, что усреднение яркостей — звездных величин — по длине волны с учетом функции  $s(\lambda)$  приводит к значению гетерохромной  $m$ , которое совпадает с вычисленным монохроматическим значением  $m_{\lambda_i}$ . Понятие  $\lambda_i$  введено А. Бриллем в 1929 г. В частном случае, когда в конкретном рабочем участке можно считать, что наблюдаемое распределение энергии в континууме представляется линейной формулой  $\bar{I}_\lambda(T) = a + b(\lambda - \lambda_0)$ , где  $\lambda_0$  — некоторое значение  $\lambda$  в интервале  $(\lambda_2 - \lambda_1)$ :

$$\lambda_i = \lambda_0 = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda s(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) d\lambda} = \lambda \quad (42')$$

и  $a = I_{\lambda_i}(T)$ .

\*) Отметим, что часто в литературе длина волны  $\bar{\lambda}$  обозначается через  $\lambda_e$  и тоже называется эффективной.

Иногда изофотную длину волны определяют через звездные величины. Пусть  $m$  — интегральная звездная величина в данной фотометрической системе,  $m_\lambda$  — монохроматическая, а  $m_i$  — звездная величина в изофотной длине волны. Тогда

$$10^{-0,4(m-\text{const})} = \int_0^\infty 10^{-0,4m_\lambda} s(\lambda) d\lambda = 10^{-0,4m_{\lambda_i}} \int_0^\infty s(\lambda) d\lambda. \quad (42'')$$

Проблема определения тех или иных спектральных длин волн фотометрических и колориметрических систем сводится к следующему: определяется такая рабочая длина волны всей аппаратуры, расчеты с которой вели-

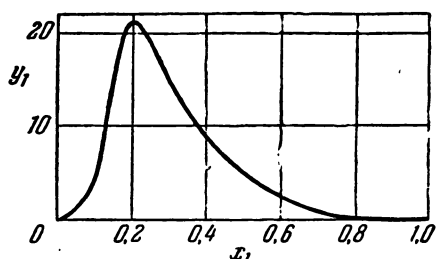


Рис. 2.

чин  $m_\lambda$ ,  $M_\lambda$ ,  $C_\lambda$ ,  $\lambda$  и др. по формулам, приведенным выше, дают те же значения, что и при вычислении усредненных значений (с учетом функции  $s(\lambda)$ ). При расчетах, естественно, учитывается распределение энергии в непрерывном излучении источника и ослабление света в атмосфере Земли.

Вопрос вычисления для данной системы величин и цветов тех или иных рабочих длин волн очень важен, и мы остановимся на нем подробнее. При

этом мы будем придерживаться выводов Ф. Сирса и М. Джойнер (1943). В связи с этим удобно будет преобразовать формулу Планка для выходящего потока излучения (полусферического) в участке спектра  $\Delta\lambda = 1$  см

$$H_\lambda = \pi J_\lambda(T) = \pi \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\frac{c_2}{\lambda T} - 1} \quad (\text{эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \text{ или } \text{вт/см}^2) \quad (43)$$

при помощи замены  $x_1 = \frac{\lambda T}{c_2}$ . Для участка спектра  $\Delta\lambda = 1$  см (т. е. для безразмерного  $\Delta x_1 = \frac{T}{c_2} \cdot 1$  см) будем иметь:

$$H_\lambda = \pi J_\lambda(T) = \pi \frac{C_1}{c_2^5} T^5 \frac{x_1^{-5}}{e^{\frac{1}{x_1}} - 1} = \pi c_3 T^5 y_1 \quad (\text{эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \text{ или } \text{вт/см}^2). \quad (44)$$

Постоянные, как и ранее, равны:

$$C_1 = 2hc^2 = 1,191 \cdot 10^{-12} \text{ вт} \cdot \text{см}^2 / \text{стерад},$$

$$c_2 = \frac{hc}{k} = 1,4385 \text{ см} \cdot \text{г},$$

$$c_3 = \frac{C_1}{c_2^5} = \frac{2hc^2}{\left(\frac{hc}{k}\right)^5} = 2 \frac{k^5}{c^3 h^4} = 1,933 \cdot 10^{-13} \text{ вт/см}^3 \text{г}^5 \text{ стерад}.$$

Мы видим, что формула преобразовывается в произведение двух функций:  $T^5$  и  $y_1 = \frac{x_1^{-5}}{e^{\frac{1}{x_1}} - 1}$ . Последняя функция, не зависящая от эксперименталь-

ных постоянных, графически изображена на рис. 2. Ее максимум ( $y_m$ ) численно равняется 20,202 при  $x_m = 0,20141$  ( $\frac{1}{x_m} = 4,9651$ ). Произведя новую замену на безразмерные величины  $x = \frac{x_1}{x_m} = \frac{\lambda}{\lambda_m}$  и  $y = \frac{y_1}{y_m}$ , при

$\lambda_m T = c_2 x_m = 0,2897$  получим для участка спектра  $\Delta\lambda = 1 \text{ см}$  (т. е. для  $\Delta x = \frac{\Delta x_1}{x_m} = \frac{1 \text{ см} \cdot T}{c_2 x_m} = \frac{1 \text{ см} \cdot T}{0,2897 \text{ см} \cdot \text{г}}$ ):

$H_\lambda = \pi J_x(T) = \pi c_3 T^5 y_m = \pi c_4 T^5 y = 1,287 \cdot 10^{-11} T^5 y$  (эрг/сек. см<sup>2</sup> или вт/см<sup>2</sup>).  
Здесь  $c_3 y_m = c_4 = 4,099 \cdot 10^{-12}$ , а

$$y = \frac{y_1}{y_m} = \frac{1}{y_m} \frac{x_1^{-5}}{e^{\frac{1}{x_1}} - 1} = \frac{x_m^{-5}}{y_m} \frac{x^{-5}}{e^{\frac{1}{x_m x}} - 1} = \frac{x_m^{-5}}{y_m} \frac{x^{-5}}{e^{\frac{c_5}{x}} - 1}. \quad (45)$$

При этом  $\frac{x_m^{-5}}{y_m} = c_6 = 142,32$  и  $c_5 = \frac{1}{x_m} = 4,9651$ .

На рис. 3 представлена функция  $y = f(x)$  по М. Вальдмейеру (1948). Она нормирована, и поэтому ее максимум соответствует координатам

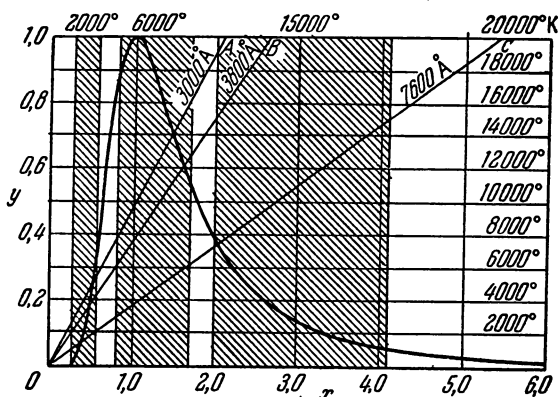


Рис. 3.

$y = 1$ ,  $x = 1$ . Для чернотельного излучателя визуальная область, т. е.  $\lambda = (3,8 \div 7,6) \cdot 10^{-5} \text{ см}$ , соответствует при  $T = 20\,000^\circ \text{ К}$  значениям  $x = 2,63 \div 5,26$ . Эти значения абсцисс отмечены сверху буквами В и С и соединены прямыми с началом координат. Значения  $x$  для той же визуальной области спектра, но для чернотельных источников с  $T < 20\,000^\circ \text{ К}$  определяются пересечением прямых ОВ, ОС и ординат  $T/20\,000$ . Заштрихованные прямоугольники на рисунке соответствуют  $T = 2000^\circ$ ,  $6000^\circ$ ,  $15\,000^\circ \text{ К}$  при  $\lambda = (3,8 \div 7,6) \cdot 10^{-5} \text{ см}$  соответственно. Третья прямая ОА относится к длине волны  $\lambda = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  ( $3000 \text{ Å}$ ) и ограничивает с левой стороны рисунка область, недоступную для спектроскопических наблюдений с поверхности Земли из-за поглощения света в атмосфере последней.

В табл. 1 приведены значения функции  $y$  для разных температур и длин волн. В таблице использовано старое значение постоянной  $0,2886 = \lambda_m T$ , соответствующее  $c_2' = 1,433$ . Новое значение  $0,2897$ , использованное нами выше, соответствует  $c_2 = 1,4385 \text{ см} \cdot \text{г}$ .

Интересно, что поскольку

$$\pi J_{\max}(T) \equiv \pi J_m(T) = H_{\max}(T) = \pi c_4 T^5,$$

преобразованная и нормированная функция Планка будет иметь вид

$$\frac{H_\lambda}{H_{\max}} = \frac{J_\lambda}{J_{\max}} = y = f(x) = \frac{x_m^{-5}}{y_m} \frac{x^{-5}}{e^{\frac{c_5}{x}} - 1} = c_6 \frac{x^{-5}}{e^{\frac{c_5}{x}} - 1}. \quad (46)$$



Таблица 1

| $\lambda(\text{см}) \cdot 10^4$ \diagdown | Т°К    |        |        |        |        |        |        |        |        |        |        |
|-------------------------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
|                                           | 3000   | 3500   | 4000   | 5000   | 6000   | 7000   | 9000   | 11000  | 13700  | 17000  | 22000  |
| 0,30                                      | 0,0059 | 0,0263 | 0,0743 | 0,2667 | 0,5263 | 0,7608 | 0,9885 | 0,9588 | 0,7688 | 0,5308 | 0,2919 |
| ,31                                       | ,0088  | ,0347  | ,0928  | ,3083  | ,5776  | ,8046  | ,9969  | ,9380  | ,7333  | ,4963  | ,2682  |
| ,32                                       | ,0115  | ,0448  | ,1135  | ,3510  | ,6269  | ,8440  | ,9999  | ,9143  | ,6981  | ,4639  | ,2466  |
| ,33                                       | ,0155  | ,0566  | ,1367  | ,3946  | ,6740  | ,8787  | ,9982  | ,8885  | ,6637  | ,4340  | ,2271  |
| ,34                                       | ,0204  | ,0702  | ,1619  | ,4390  | ,7185  | ,9086  | ,9922  | ,8615  | ,6303  | ,4056  | ,2094  |
| ,35                                       | ,0264  | ,0856  | ,1895  | ,4831  | ,7598  | ,9340  | ,9825  | ,8335  | ,5980  | ,3788  | ,1931  |
| ,36                                       | ,0335  | ,1029  | ,2188  | ,5268  | ,7977  | ,9549  | ,9697  | ,8049  | ,5672  | ,3544  | ,1783  |
| ,37                                       | ,0418  | ,1220  | ,2496  | ,5696  | ,8323  | ,9713  | ,9548  | ,7760  | ,5376  | ,3316  | ,1647  |
| ,38                                       | ,0514  | ,1429  | ,2818  | ,6112  | ,8636  | ,9836  | ,9376  | ,7473  | ,5093  | ,3104  | ,1526  |
| ,39                                       | ,0623  | ,1654  | ,3152  | ,6513  | ,8914  | ,9923  | ,9182  | ,7188  | ,4826  | ,2906  | ,1416  |
| ,40                                       | ,0746  | ,1895  | ,3495  | ,6896  | ,9157  | ,9977  | ,8976  | ,6905  | ,4569  | ,2722  | ,1315  |
| ,41                                       | ,0883  | ,2151  | ,3845  | ,7260  | ,9367  | ,9999  | ,8760  | ,6629  | ,4327  | ,2551  | ,1222  |
| ,42                                       | ,1032  | ,2419  | ,4197  | ,7602  | ,9544  | ,9992  | ,8338  | ,6359  | ,4101  | ,2392  | ,1135  |
| ,43                                       | ,1195  | ,2697  | ,4551  | ,7921  | ,9688  | ,9957  | ,8308  | ,6098  | ,3883  | ,2246  | ,1056  |
| ,44                                       | ,1372  | ,2985  | ,4903  | ,8217  | ,9802  | ,9898  | ,8075  | ,5844  | ,3678  | ,2111  | ,0985  |
| ,45                                       | ,1560  | ,3282  | ,5253  | ,8489  | ,9889  | ,9817  | ,7839  | ,5597  | ,3482  | ,1982  | ,0919  |
| ,46                                       | ,1761  | ,3584  | ,5596  | ,8737  | ,9950  | ,9719  | ,7604  | ,5361  | ,3301  | ,1863  | ,0858  |
| ,47                                       | ,1973  | ,3890  | ,5931  | ,8961  | ,9986  | ,9608  | ,7370  | ,5134  | ,3132  | ,1753  | ,0801  |
| ,48                                       | ,2195  | ,4198  | ,6257  | ,9161  | ,9999  | ,9483  | ,7139  | ,4915  | ,2969  | ,1650  | ,0750  |
| ,49                                       | ,2425  | ,4508  | ,6576  | ,9337  | ,9992  | ,9343  | ,6909  | ,4705  | ,2817  | ,1556  | ,0702  |
| ,50                                       | ,2663  | ,4818  | ,6881  | ,9491  | ,9965  | ,9191  | ,6680  | ,4502  | ,2672  | ,1469  | ,0658  |
| ,51                                       | ,2908  | ,5125  | ,7174  | ,9622  | ,9919  | ,9032  | ,6457  | ,4309  | ,2537  | ,1385  | ,0618  |
| ,52                                       | ,3160  | ,5427  | ,7452  | ,9730  | ,9857  | ,8867  | ,6241  | ,4123  | ,2410  | ,1307  | ,0580  |
| ,53                                       | ,3417  | ,5724  | ,7719  | ,9819  | ,9780  | ,8696  | ,6031  | ,3948  | ,2288  | ,1235  | ,0545  |
| ,54                                       | ,3678  | ,6015  | ,7968  | ,9890  | ,9692  | ,8521  | ,5827  | ,3779  | ,2175  | ,1168  | ,0513  |
| ,55                                       | ,3941  | ,6301  | ,8204  | ,9943  | ,9595  | ,8342  | ,5628  | ,3618  | ,2068  | ,1104  | ,0483  |
| ,56                                       | ,4206  | ,6579  | ,8424  | ,9979  | ,9488  | ,8161  | ,5432  | ,3465  | ,1968  | ,1044  | ,0455  |
| ,57                                       | ,4472  | ,6847  | ,8629  | ,9997  | ,9369  | ,7978  | ,5242  | ,3317  | ,1873  | ,0989  | ,0429  |
| ,58                                       | ,4737  | ,7105  | ,8818  | ,9999  | ,9241  | ,7794  | ,5059  | ,3178  | ,1781  | ,0937  | ,0405  |
| ,59                                       | ,5001  | ,7353  | ,8993  | ,9988  | ,9107  | ,7611  | ,4881  | ,3046  | ,1695  | ,0889  | ,0383  |
| 0,60                                      | 0,5263 | 0,7590 | 0,9151 | 0,9963 | 0,8969 | 0,7429 | 0,4710 | 0,2916 | 0,1615 | 0,0843 | 0,0363 |

Следовательно, нормированная функция Планка совпадает с безразмерной функцией  $y$ , данной на рис. 3 и в табл. 1. Она в явном виде не зависит от температуры, что удобно для табулирования.

Возвратимся к основной нашей задаче.

В случае звезды — чернотельного излучателя с температурой  $T$  — измеренная энергия может быть записана в виде (для сокращения принимаем  $s(\lambda) = s$ )

$$i = T' \int y s \, d\lambda \quad \text{или} \quad m_i^* = -2,5 \lg i = -2,5 \lg T' \int y s \, d\lambda. \quad (47)$$

(Здесь вводится не  $dx$ , а  $d\lambda$ , ибо  $x \sim \lambda$ .) Для двух длин волн, фотографической и визуальной, будем иметь цвет

$$C_{p-v} = -2,5 \lg \int s_p y \, d\lambda + 2,5 \lg \int s_v y \, d\lambda. \quad (48)$$

Для характеристики интегральных величин  $m_p$  и  $m_v$  можно принять

\*) Следует напомнить, что, оперируя с видимыми звездными величинами, мы встречаемся на практике с их системой, которая определяется шкалой звездных величин  $c_m$  и ее нуль-пунктом  $c_0$ . При этом  $m = -c_m \lg i + c_0$ . Для обычной погсоновской шкалы  $c_m = 2,5$  (хотя было показано, что лучше принять  $c_m = \ln 10 = 2,303$ ). В нашем случае нуль-пункт выбран условно, так что  $c_0 = 0$ .

эффективные средневзвешенные длины волн (уравнение (39))

$$\bar{\lambda}_p = \lambda_{e,p} = \lambda_p = \frac{\int \lambda y_{s_p} d\lambda}{\int y_{s_p} d\lambda}, \quad \bar{\lambda}_v = \lambda_{e,v} = \lambda_v = \frac{\int \lambda y_{s_v} d\lambda}{\int y_{s_v} d\lambda}. \quad (49)$$

При этом интегрирование на практике может быть заменено суммированием ( $\sum \lambda y_{s_p}$  вместо  $\int \lambda y_{s_p} d\lambda$  и т. д.). Если выразить связь полной и наблюдаемой энергии  $i_p$  и  $i_v$  с чернотельной монохроматической энергией для  $\lambda_p$  и  $\lambda_v$ :

$$i_p = k_p \pi J_p(T), \quad i_v = k_v \pi J_v(T), \quad (50)$$

то тем самым будет установлена связь между средними длинами волн и величинами  $C_{p-v}$  и  $T$ . Здесь  $k$ -величины введены для согласования уравнений (50).

Поскольку  $\pi J_\lambda(T) = T' y$  (уравнение (49)) и  $i = T' \int y_s d\lambda$  (уравнение (47)), можно написать:

$$k_p = \frac{\int y_{s_p} d\lambda}{y_p}, \quad k_v = \frac{\int y_{s_v} d\lambda}{y_v}. \quad (51)$$

В цвет  $C_{p-v}$ , в средневзвешенную волну  $\lambda_e$  и в коэффициент  $k$  в неявном виде — через  $y$  — входит температура. Однако изменения величины  $k$  с температурой медленные и, вообще говоря, небольшие. Несмотря на это, указанное изменение практически неудобно, оно устраняется введением изофотной длины волны  $\lambda_i$  по А. Бриллю (1929) и соответствующим изменением средневзвешенной длины волны системы  $\bar{\lambda}_E$ . При этом можно написать:

$$k y_i = \int y_s(\lambda) d\lambda. \quad (52)$$

Здесь  $k$  не зависит от  $T$ , а только от  $s(y)$ ,  $y_i$  берется по табл. 1 для изофотной волны  $\lambda_i$ .

Максимальное значение нормированной функции  $y_i$  есть 1. Как видно из табл. 1, оно получается в рабочей области спектра при температурах  $T = 5000 \div 10\,000^\circ \text{K}$ . В этом случае

$$k = \left[ \int y_s(\lambda) d\lambda \right]_{T_0}^{\max} = \left[ \int y_s(\lambda) d\lambda \right]_{T_0}, \quad (53)$$

и поэтому в общем случае

$$y_i = \frac{\left[ \int y_s(\lambda) d\lambda \right]_T}{\left[ \int y_s(\lambda) d\lambda \right]_{T_0}}. \quad (54)$$

Уравнение (54) позволяет вычислить  $y_i$  для различных  $T$ , откуда в свою очередь определяется изофотная длина волны фотометрической или колориметрической системы.

Из уравнений (44) и (47) можно составить новые:

$$\frac{J_i(T)}{J_i(T_0)} = \frac{i(T)}{i(T_0)},$$

$$-2,5 \lg \frac{J_i(T)}{J_i(T_0)} = -2,5 \lg \frac{i(T)}{i(T_0)} = m'_i(T) - m'_i(T_0) = m(T) - m(T_0). \quad (55)$$

Здесь  $m'_i$  — звездные величины, рассчитанные для изофотной длины волны  $\lambda_i$ , а  $m$  — звездные величины, полученные из наблюдений.

Из уравнения (55) следует:

$$m'_i(T) = m(T) + [m'_i(T_0) - m(T_0)] = m(T) + \text{const.} \quad (56)$$

Этот результат можно сформулировать так: при любой температуре черного излучателя монохроматическая звездная величина с изофотной длиной волны  $\lambda_i$  равняется интегральной звездной величине  $(-2,5 \lg T' \int y_s(\lambda) d\lambda)$  излучателя с той же температурой плюс постоянная, не зависящая от температуры, ибо  $T_0 = \text{const}$  и  $y_i(T_0) = 1$  для данной системы.

С учетом сказанного можно написать выражение для цвета звезды, т. е. для разности звездных величин в двух изофотных длинах волн фотометрической системы. Например, для  $p, v$ -системы с изофотными длинами волн  $\lambda_{ip}$  и  $\lambda_{iv}$  будем иметь:

$$C_{p-v} = -2,5 \lg y_{ip} + 2,5 \lg y_{iv} + \text{const.} \quad (57)$$

Это уравнение следует из (48) с учетом того, что величина  $k$  постоянна. С помощью табл. 1 и уравнения (56) Ф. Сирс и М. Джойнер вычислили (1943)  $\lambda_i$ , в частности, для интернациональной системы  $IPg, IPv$  фотографических и фотовизуальных звездных величин. Результаты приведены в табл. 2 для цветовых температур от 30 000 до 3000° K.

Таблица 2

| $T_c$ °K        | 30000 | 22000 | 17000 | 13700 | 11000 | 9000 | 7000 | 6000 | 5000 | 4000 | 3500 | 3000 |
|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\lambda_{ip}$  | —     | 4200  | 4210  | 4219  | 4231  | 4248 | 4270 | 4296 | 4913 | 4355 | 4380 | 4411 |
| $\lambda_{iv}$  | —     | 5424  | 5426  | 5427  | 5428  | 5431 | 5435 | 5439 | 5443 | 5445 | 5448 | 5459 |
| $\lambda_{e,p}$ | 4163  | 4182  | 4198  | 4216  | 4242  | 4272 | 4318 | 4351 | 4398 | 4465 | 4508 | 4559 |
| $\lambda_{e,v}$ | 5415  | 5418  | 5420  | 5423  | 5426  | 5430 | 5437 | 5442 | 5449 | 5460 | 5468 | 5478 |

Интернациональная система звездных величин и ее нуль-пункт определяются системой величин Северного полярного ряда с  $m_{pp} = +2^m,08 \div 17^m,47$  для фотовизуальных и еще слабее, до  $m_{pg} = +20^m,18$ , для фотографических. В таблице для сравнения приведены также и средневзвешенные длины волн (их иногда называют эффективными, что неточно).

Изменения изофотных длин волн с температурой примерно в два раза меньше, чем  $\lambda_e$  (средневзвешенных), которые раньше измерялись с помощью грубых объективных дифракционных решеток. Поэтому для характеристики самого излучения звезды  $\bar{\lambda}_e = \lambda_e$  более пригодны.

Если цвета в данной колориметрической системе сравнивались с интернациональной, т. е. было получено так называемое «цветовое уравнение», то с помощью формулы (57) и табл. 1 легко найти для этой системы  $\lambda_i$ .

К сожалению, звезда не является чернотельным излучателем; в лучшем случае распределение энергии в ее континууме соответствует излучению серого тела. Поэтому для реальной звезды выходящий поток излучения с единицы поверхности в полусферу будет

$$H_\lambda^g = g\pi J_\lambda(T_c). \quad (58)$$

Здесь множитель  $g$  характеризует уклонение излучения данной звезды от чернотельного. В случае излучения абсолютно серого тела он не зависит ни от  $T_c$ , ни от  $\lambda$ .

Около Земли (вне атмосферы\*) в принципе может быть зарегистрировано «внеатмосферное» монохроматическое излучение (освещенность)

$$e_\lambda = H_\lambda^g \frac{R^2}{r^2} = g\pi J_\lambda(T_c) \frac{R^2}{r^2}, \quad (59)$$

\*) В противном случае вводится редукция за ослабление света в земной атмосфере.

и звездная величина, например, визуальная  $m_v$  (или фотовизуальная  $m_{pv}$ ) будет равна

$$m_v = m'_v - 2,5 \lg \frac{e_\lambda}{e'_\lambda} \quad (60)$$

или, с учетом фактора  $s(\lambda)$  (аппаратуры и атмосферы Земли),

$$m_v = m'_v - 2,5 \left\{ \lg \int e_\lambda s(\lambda) d\lambda - \lg \int e'_\lambda s(\lambda) d\lambda \right\}. \quad (61)$$

Согласно уравнению (40)

$$\int J_\lambda(T_c) s(\lambda) d\lambda = k J_{\lambda_i}(T_c)$$

при

$$k = \frac{\int J_\lambda(T_0) s(\lambda) d\lambda}{J_{\bar{\lambda}_E}(T_0)}.$$

Тогда можно написать:

$$\int e_\lambda s(\lambda) d\lambda = g \pi J_{\lambda_i}(T_c) \frac{R^2}{r^2}. \quad (62)$$

Далее, если  $\lambda_i$  близка к  $\bar{\lambda}_E$ , то, следуя Р. Вулли и Д. Стиббсу (1953), можно, как обычно, написать:

$$J_{\lambda_i}(T_0) = J(\lambda_0, T_c) + (\lambda_i - \bar{\lambda}_E) \left\{ \frac{\partial J(\lambda, T_0)}{\partial \lambda} \right\}_{\bar{\lambda}_E}. \quad (63)$$

Далее, с помощью уравнений (60) и (61) получим:

$$m_{\bar{\lambda}_E} - m'_{\bar{\lambda}_E} = m_v - m'_v + 2,5 (\lambda_i - \bar{\lambda}_E) \frac{\partial}{\partial \lambda} \lg J(\lambda, T_c) - \\ - 2,5 (\lambda'_i - \bar{\lambda}_E) \frac{\partial}{\partial \lambda} \lg J(\lambda, T'_c). \quad (64)$$

Это уравнение дает возможность, если известна  $\lambda_i$ , непосредственно пересчитать разности наблюдаемых звездных величин в интернациональной фотовизуальной системе в монохроматические звездные величины. Все системы звездных величин в фотометрии и колориметрии являются дифференциальными, с определенным нуль-пунктом.

#### § 4. Современные системы цветов звезд. Роль межзвездного поглощения.

Мы коснемся этого вопроса лишь кратко, по необходимости, ибо он не затронут в т. I, а для настоящего тома полезен.

В 40-х годах широкое распространение получила весьма точная шестичетная ( $U, V, B, G, R, I$ ) фотоэлектрическая колориметрическая система Д. Стеббинса и А. Уитфорда. Еще большее практическое использование получили трех- и двухцветные фотоэлектрические колориметрические системы. Среди них трехцветная система ( $U, B, V$ ) В. Моргана, Г. Джонсона\*), двухцветная  $m, C$  (или  $Pg_e, Pv_e, C_p$  в первом приближении) О. Эггена, двухцветная ( $R, I$ ) Г. Крона и Д. Смита, двухцветная система Д. Стеббинса, А. Уитфорда, Г. Джонсона и др. Последняя по предложению Г. Крона (1951) была названа ( $P, V$ )-системой, ибо ранее многие из имевшихся фотоэлектрических систем обозначались одинаково ( $Pg_e, C_p$ ), что приводило к путанице. Эта система основана на наблюдении 9 звезд Северного полярного ряда (№№ 6, 2r, 10, 4r, 13, 8r, 16, 19, 12r) и, как видно из табл. 3, близка к интернациональной ( $IPg, IPv$  или  $Pg_{int}, Pv_{int}, C_{int}$ ). Эта система

\*) Звездная величина  $V$  близка к  $IP_v$ , а величина  $B$  отличается от  $IP_v$ . Она получается с синим фильтром, отсекающим излучение с длинами волн короче 3800 Å.

Таблица 3

| NPS | $P=P_g$            | $P_{g\text{int}}=$<br>$=IP_g^{**}$ | $P-$<br>$-P_{g\text{int}}$ | $(P-V)=$<br>$=C_p$  | $C_{\text{int}}^{(*)}$ | $(P-V)-$<br>$-C_{\text{int}}$ | Sp (HD) | $V=P_v=$<br>$=P_g-C_p$ | $IP_v=IP_g-$<br>$-C_{\text{int}}$ |
|-----|--------------------|------------------------------------|----------------------------|---------------------|------------------------|-------------------------------|---------|------------------------|-----------------------------------|
| 6   | 7 <sup>m</sup> ,15 | 7 <sup>m</sup> ,12                 | +0 <sup>m</sup> ,03        | +0 <sup>m</sup> ,06 | +0 <sup>m</sup> ,06    | 0 <sup>m</sup> ,00            | A2      | 7 <sup>m</sup> ,09     | 7 <sup>m</sup> ,06                |
| 2g  | 7,90               | 7,91                               | -0,01                      | +1,56               | +1,57                  | -0,01                         | gM2     | 6,34                   | 6,34                              |
| 10  | 9,17               | 9,15                               | +0,02                      | +0,12               | +0,12                  | 0,00                          | A6      | 9,05                   | 9,03                              |
| 4g  | 9,24               | 9,23                               | +0,01                      | +1,02               | +1,02                  | 0,00                          | gG9     | 8,22                   | 8,21                              |
| 13  | 10,51              | 10,55                              | -0,04                      | +0,24               | +0,22                  | +0,02                         | A5      | 10,27                  | 10,33                             |
| 8g  | 11,43              | 11,43                              | 0,00                       | +1,02               | +0,96                  | +0,06                         | gG7     | 10,41                  | 10,47                             |
| 16  | 11,56              | 11,57                              | -0,01                      | +0,32               | +0,34                  | -0,02                         | (F7):   | 11,24                  | 11,23                             |
| 19  | 12,66              | 12,68                              | -0,02                      | +0,41               | +0,44                  | -0,03                         | (F8):   | 12,25                  | 12,24                             |
| 12g | 13,80              | 13,78                              | +0,02                      | +1,27               | +1,30                  | -0,03                         | —       | 12,53                  | 12,48                             |

\*) Уточненные значения Ф. Сирса и М. Джойнера (ApJ 101, 15, 1945).

\*\*) Значения стандартов  $IP_g$  из Trans. I. A. U. 1, 69, 1922 (избыток новых значений  $C_{\text{int}}$  поделен поровну между  $IP_g$  и  $IP_v$ ).

была на конференции в Пасадене (1950) рекомендована для фотоэлектрических работ на обсерваториях Ликской, Уолбернской, Маунт Вилсон и Маунт Паломар. На эту систему обычно перечисляются другие системы; в этом случае вводится дополнительный индекс. Например, пересчет системы  $m$ ,  $C$  О. Эггена дает величины  $P_E$ ,  $V_E$  и цвет  $(P-V)_E$ . Сравнение же цветов  $(P-V)_E$  с  $(B-V)$  и последующий пересчет цветов по соответствующей формуле дает цвета  $(P-V)_{EJ}$  и т. д. Обычно, хотя не всегда, а только в случае видимо ярких близких звезд, т. е. звезд, блеск и цвет которых не искажен галактическим поглощением света, системы «нормальных цветов» связаны линейными соотношениями с некоторой зависимостью параметров от светимостей звезд (гиганты, карлики и др.). Ликская трехцветная система — это  $P \approx IP_g$ ,  $V = IP_v$ ,  $I_{IR} \approx I$  (Крон,  $\lambda_e = 8250 \text{ \AA}$ ).

Данные о системах с некоторым приближением приведены в табл. 4. При этом следует иметь в виду, что значения эффективных длин волн определены в различных случаях по-разному \*). Так, например, в шестичетной системе ( $U, V, B, G, R, I$ ) средневзвешенные относятся к источнику одинаковой яркости по всему спектру. Таким образом, они отличаются от обычных, средних, эффективных и изофотных, длин волн, в которых учтены функции распределения энергии в континуумах звезд, дифференциальное ослабление света в земной атмосфере и оптике телескопа, спектральная чувствительность приемников и т. д. Значения  $\bar{\lambda}$ , приведенные в таблице для шестичетной фотометрии, относятся к комбинации фильтр + приемник и поэтому зависят от цветов звезд. Однако обычно в фотоэлектрической колориметрии это не так существенно по сравнению, например, с фотографической колориметрией. Это объясняется, в частности, тем, что при фотоэлектрических наблюдениях чаще всего фактический рабочий участок спектра уже, чем при фотографических наблюдениях, и сдвиг средневзвешенных или эффективных длин волн с изменением температуры соответственно меньше. Так, по Ф. Сирсу и М. Джойнер (1943) при изменении

\*) В самое последнее время для системы  $(B-V)$  О. А. Мельников получил (Солнечные данные, № 9, 58, 1961 г.) изофотные длины волн:

| T, °K           | 3000 | 6000 | 10000 | 15000 | 25000 | 50000 |
|-----------------|------|------|-------|-------|-------|-------|
| $\lambda_i (B)$ | 4490 | 4410 | 4380  | 4370  | 4360  | 4350  |
| $\lambda_i (V)$ | 5540 | 5480 | 5470  | 5460  | 5460  | 5460  |

Т а б л и ц а 4

|                                                                                  |                                                   |                                    |                                     |                                                                               |                                                              |                                                                                |
|----------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------|
| Шестицветная система,<br>$T=?$ , $I_\lambda=\text{const}$                        | $\bar{\lambda}_U=3530 \text{ \AA}$                | $\bar{\lambda}_V=4220 \text{ \AA}$ | $\bar{\lambda}_B=4880 \text{ \AA}$  | $\bar{\lambda}_G=5700 \text{ \AA}$                                            | $\bar{\lambda}_R=7190 \text{ \AA}$                           | $I \text{ (Цвет } V - I \text{ и др.)}$<br>$\bar{\lambda}=10\,300 \text{ \AA}$ |
| Трехцветная система,<br>$T=10\,000 \text{ }^\circ\text{K}$                       | $U$<br>$\lambda_i=3560 \text{ \AA}$               |                                    | $B$<br>$\lambda_i=4400 \text{ \AA}$ |                                                                               | $V \text{ (Цвет } U-B, B-V)$<br>$\lambda_i=5530 \text{ \AA}$ |                                                                                |
| Двухцветная система,<br>$T=?$ , $I_\lambda=\text{const}$                         | $m, P_{ge}$<br>$\bar{\lambda}_E=4150 \text{ \AA}$ |                                    |                                     | $m, P_{ve}=Pg-C \text{ (цвет } C, C_p)$<br>$\bar{\lambda}_E=5100 \text{ \AA}$ |                                                              |                                                                                |
| Двухцветная система,<br>$T=?$ , $I_\lambda=\text{const}$                         | $P$<br>$\bar{\lambda}=4215 \text{ \AA}$           |                                    |                                     | $V \text{ (цвет } P-V)$<br>$\bar{\lambda}=5240 \text{ \AA}$                   |                                                              |                                                                                |
| Двухцветная система,<br>интернациональная,<br>$T=11\,000 \text{ }^\circ\text{K}$ | $IP_g$<br>$\bar{\lambda}_E=4240 \text{ \AA}$      |                                    |                                     | $IP_v$<br>$\bar{\lambda}_E=5430 \text{ \AA}$                                  |                                                              |                                                                                |
| Двухцветная система,<br>$T=?$ , $I_\lambda=\text{const}$                         | $I$<br>$\bar{\lambda}_E=8250 \text{ \AA}$         |                                    |                                     | $R$<br>$\bar{\lambda}_E=6500 \text{ \AA}$                                     |                                                              |                                                                                |

температуры от  $3000$  до  $30\,000^\circ \text{ K}$  фотографическая эффективная длина волны международной системы сдвигается в коротковолновый конец от  $4554 \text{ \AA}$  на  $396 \text{ \AA}^*)$ . В то же время аналогичная по участку спектра фотоэлектрическая эффективная длина волны системы  $C_1$  Д. Стеббинса ( $\bar{\lambda}_1 = 4190 \text{ \AA}$ ,  $\bar{\lambda}_2 = 4760 \text{ \AA}$ ,  $C_1 = 0,144 + 0,483 (B - V)$ ) сдвигается от  $4639 \text{ \AA}$  и  $4629 \text{ \AA}$  на  $-228 \text{ \AA}$  и  $-253 \text{ \AA}$  соответственно, т. е. почти в два раза меньше.

Для систем  $(m, C)$ ,  $(P_{ge}, P_{ve})$ ,  $(P, V)$  и  $(R, I)$  в табл. 4 также приведены средневзвешенные длины волн. Наоборот, для системы  $(U, B, V)$  даны изофотные длины волн  $\lambda_i$ , вычисленные К. Шмидтом (1956) для черного тела с  $T = 10\,000^\circ \text{ K}$ . Для классической интернациональной системы  $IP_g$ ,  $IP_v$  даны средневзвешенные длины волн для черного тела с  $T = 11\,000^\circ \text{ K}$ .

Нуль-пункт распространенной системы  $(U, B, V)$  определен при  $U - B = B - V = 0$  для 6 звезд A0 V (МК):  $\alpha$  Lyr,  $\gamma$  UMa, 109 Vir,  $\alpha$  Cr B,  $\gamma$  Oph и HR 3314. Кроме того, дополнительно получается:

- 1) что для K0—A0  $\Delta(B - V) = \Delta(U - B) = 1$ , т. е. эти показатели цвета изменяются на единицу при переходе от спектрального класса A0 к K0,
- 2) что  $V = IP_v + 0,006 \pm 0,002 (B - V)$ .

Следует иметь в виду, что в международной системе значения длин волн  $\bar{\lambda}_E$  отчасти искажены поглощением в атмосфере на высоте Северного полюса (на обсерватории Маунт Вилсон). Обычно поправка за это искажение в работах не учитывается. Новые системы, перечисленные выше, за исключением международной, так же, как и весьма точная система В. Б. Никонина большего базиса ( $\lambda_2 - \lambda_1$ ), являются фотоэлектрическими. Система  $U, B, V$  на Дублинском съезде МАС (1955 г.) принята за новую международную. Эта система была распространена и на фотографические наблюдения

\*) Соответственно в системе  $B, V$  эффективная  $\lambda_E^B$  смещается в коротковолновый конец от  $4610 \text{ \AA}$  на  $270 \text{ \AA}$ , а изофотная  $\lambda_i^B$  — от  $4490 \text{ \AA}$  на  $135 \text{ \AA}$  (по данным автора, см. примечание на стр. 24).

как в США, так и Европе. Так, например, упоминавшийся К. Шмидт (1956) с шоттовскими фильмами и фотопластинками Агфа-Вольфен получил для  $U$ ,  $B$ ,  $V$ -системы изофотные длины волн ( $T = 10\,000^\circ \text{K}$ ) 356, 433, 452 мμ, которые практически совпадают с оригинальными фотоэлектрическими (табл. 4).

На рис. 4 по данным недавних наблюдений Г. Крона (1958) дано графическое сравнение цветов в системах  $C = V - B$  и  $C = R - I$ : жирная линия и кружки определяют истинные цвета звезд разных спектральных классов, а тонкие параллельные стрелки — цвета, увеличенные за счет межзвездного поглощения (см. ниже). На рис. 5 дано аналогичное сравнение систем  $C = B - V$  и  $C = R - V$ . В данном случае соотношение линейно. Здесь необходимо отметить, что наличие межзвездного поглощения пылью приводит к тому, что цвет, например, белых звезд становится желтым или даже красным. При этом наблюдается энергетический континуум звезды, соответствующий более низкой цветовой температуре. Вычислим это фиктивное (кажущееся) понижение температуры звезд.

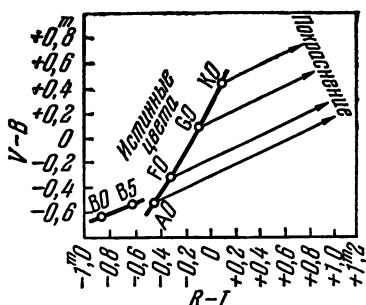


Рис. 4.

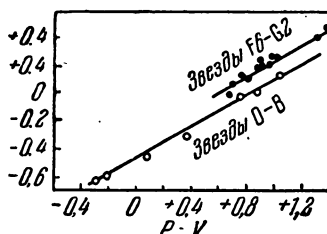


Рис. 5.

В отсутствие межзвездного поглощения для чернотельного излучателя с температурой  $T$  в приближении Вина \*), например, для фотовизуальных лучей

$$J_{\lambda}(T) = \frac{C_1}{\lambda_{pv}^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda_{pv}T}}. \quad (65)$$

И наоборот, при наличии поглощения однородным слоем с оптической толщиной  $\tau$  ( $\lambda_{pv}$ )  $\approx \frac{\tau}{\lambda_{pv}}$ , пропорциональной расстоянию, будем иметь:

$$J'_{\lambda_{pv}} = J_{\lambda_{pv}}(T) e^{-\tau(\lambda_{pv})} = \frac{C_1}{\lambda_{pv}^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda_{pv}T}} e^{-\frac{\tau}{\lambda_{pv}}} = \frac{C_1}{\lambda_{pv}^5} e^{-\frac{1}{\lambda_{pv}} \left( \frac{c_2}{T} + \tau \right)} = \frac{C_1}{\lambda_{pv}^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda_{pv}T_{\tau}}}. \quad (66)$$

Отсюда фиктивная цветовая температура  $T_{\tau}$ , измеренная по континууму, будет

$$T_{\tau} = \frac{1}{\frac{1}{T} + \frac{\tau}{c_2}} = T \left( 1 + \frac{\tau T}{c_2} \right)^{-1} \quad (67)$$

\*) При точности в 1% приближение Вина к формуле Планка можно использовать, когда в показателе  $\left( \frac{c_2}{\lambda T} \right) > 100$  или же  $\lambda T < 0,31$ , и — поскольку  $\lambda_m T = 0,29$  — когда  $\lambda < 1,07 \lambda_m$ . То есть его можно применять с точностью до 1% в участке спектра по коротковолновую сторону от максимума непрерывного спектра данного светила (в шкале длин волн).

и, следовательно, «покраснение»

$$\Delta T = T - T_\tau = T \left[ 1 - \left( 1 + \frac{\tau T}{c_2} \right)^{-1} \right]. \quad (68)$$

Если мы имеем две звезды: одну — далекую с континуумом, сильно ослабленным межзвездной средой, и другую — близкую, для которой это ослабление меньше, то легко вычислить разность их видимых величин. Если  $R_1, r_1, T_1$  и  $R_2, r_2, T_2$  — радиусы, расстояния и температуры звезд, а  $\tau(\lambda) = \tau_0 + \frac{\tau}{\lambda^\alpha}$  есть оптическая толща однородной межзвездной среды, то в приближении Вина для освещенностей  $e_1(\lambda)$  и  $e_2(\lambda)$  на приемнике будем иметь (если отвлечемся от поглощения в земной атмосфере и от других поправок):

$$\left. \begin{aligned} e_1(\lambda) &\sim \frac{R_1^2}{r_1^2} \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_1} - \tau_1(\lambda)}, \\ e_2(\lambda) &\sim \frac{R_2^2}{r_2^2} \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_2} - \tau_2(\lambda)}. \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

Поскольку  $m_1(\lambda) - m_2(\lambda) = -2,5 \lg \frac{e_1(\lambda)}{e_2(\lambda)}$ , то, введя величины\*

$$\tau_1(\lambda) - \tau_2(\lambda) \equiv \Delta \tau(\lambda) = \Delta \tau_0 + \frac{\Delta \tau}{\lambda^\alpha},$$

$$A = -5 \lg \frac{R_1}{R_2} + 5 \lg \frac{r_1}{r_2} + 1,086 \Delta \tau_0 = M_1 - M_2 + 10 \lg \frac{T_1}{T_2} + 1,086 \Delta \tau_0,$$

$$B = 1,086 c_2 \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right), \quad C = 1,086 \Delta \tau,$$

будем иметь окончательно (при  $\alpha = \text{const}$  для узкого участка спектра):

$$\Delta m(\lambda) = m_1(\lambda) - m_2(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda} + \frac{C}{\lambda^\alpha}. \quad (70)$$

Если две сравниваемые звезды одного спектрального класса, то, естественно,  $B = 0$ . Величину ослабления межзвездной средой  $\Delta m(\lambda)$  принято обозначать через  $A(\lambda) = a(\lambda)r$ . Здесь  $r$  — расстояние звезды в килопарсеках, а  $a(\lambda)$  — коэффициент ослабления межзвездной средой, рассчитанный в звездных величинах на 1 килопарсек. Коэффициент  $\kappa(\lambda)$ , вводимый далее, является объемным и, как в физике, рассчитан на 1 см.

По определению для однородного поглощающего слоя с оптической толщей  $\tau(\lambda) = \kappa(\lambda)r$  имеем:

$$\begin{aligned} A(\lambda) &= -2,5 \lg e^{-\tau(\lambda)} = 1,086 \tau(\lambda) = 1,086 \kappa(\lambda) r (\text{см}) = \\ &= 3,35 \cdot 10^{25} \kappa(\lambda) r (\text{кпс}), \end{aligned} \quad (71)$$

и поэтому связь звездного коэффициента с физическим выразится в виде

$$a(\lambda) = 3,35 \cdot 10^{25} \kappa(\lambda). \quad (72)$$

Поскольку для Галактики в среднем для разных широт и долгот  $a(\lambda_{pv}) \approx \approx 1/\text{кпс}$ , то  $\kappa(\lambda_{pv}) \approx 3 \cdot 10^{-22}$ . Наблюдаемые величины звезд должны быть исправлены за межзвездное поглощение. Однако это является одной из трудных задач современной астрофизики. Обычно это делают с помощью формул

$$\left. \begin{aligned} A(\lambda_{pg}) &\equiv A(\lambda_p) = \gamma_p [A(\lambda_p) - A(\lambda_v)] \equiv \gamma_p E, \\ A(\lambda_{pv}) &\equiv A(\lambda_v) = \gamma_v [A(\lambda_p) - A(\lambda_v)] \equiv \gamma_v E. \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

Здесь  $\gamma_p$  и  $\gamma_v \approx \text{const}$ ; по О. А. Мельникову (1944 г.) численно  $\gamma_{IP_g} = 4,6$  и  $\gamma_{IP_v} = 3,6$  в интернациональной системе.



При этом  $E$  легко получается из наблюдений (эта величина называется избытком цвета, а  $\varepsilon = \frac{E}{r}$  — коэффициентом избирательного поглощения однородного слоя) сравнением полученного цвета звезды с истинным для данной температуры. Величина  $\gamma_p = 1 + \gamma_v$  может быть рассчитана, если известна форма закона межзвездного ослабления. Можно принять  $\gamma_p = 4,6$ ,  $\gamma_v = 3,6$  (О. А. Мельников, 1944). Согласно автору (1958) наиболее приемлемой формулой является следующая:

$$A(\lambda) = A_\lambda + A_0 = \frac{A(0)}{1 + A\lambda^2} + A_0 \quad (74)$$

Здесь  $A_0$  — часть ослабления, не зависящая от длины волны, т. е. нейтральная ( $A(\lambda) \rightarrow A_0$  при  $\lambda \rightarrow \infty$ ), а  $A_\lambda$  — избирательная ( $A_\lambda \rightarrow A(0)$  при  $\lambda \rightarrow 0$ ). При работе в узких участках спектра можно использовать старую формулу (как и в уравнении (70)):  $A(\lambda) = A_\lambda + A_0 = \frac{A}{\lambda^\alpha} + A_0$ .

В частности, для фотографической области спектра  $\alpha \approx 1$  и избирательное поглощение  $\sim \lambda^{-1}$ . Для других областей спектра значения  $\alpha$  были табулированы автором (1944).

§ 5. Потоки излучения (освещенности) и яркости звезд. Если наблюдаемые монохроматические потоки излучения исправлены за межзвездное ослабление света в Галактике, то они могут быть использованы для количественного анализа самого характера излучения. Для этого бывает очень существенно перевести наблюдаемые потоки звездного излучения (освещенности) в истинные потоки с единицы поверхности. Это можно сделать, сравнив систему звездной величины с лабораторным, земным источником, а еще проще — с Солнцем.

Фотовизуальная величина Солнца в международной системе ( $\lambda_{pv} = 5430 \text{ \AA}$ ) равна  $26^m,84$  (Койпер, 1938, Д. Я. Мартынов, 1960 и др.). Солнце излучает в полусферу с квадратного сантиметра поверхности фотовизуальный поток, равный (по Н. Мильфорду после нормировки и исправления за эффект линий и полос по И. Вемпе, 1947 и Р. Мишару, 1950)

$$H_{pv} = \pi \bar{I}_{pv} = \pi \cdot 3,21 \cdot 10^{14} = 10,1 \cdot 10^{14} \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2 = 10,1 \cdot 10^7 \text{ вт/см}^2.$$

Здесь, как и ранее,  $\Delta\lambda = 1 \text{ см}$ . Светимость Солнца в фотовизуальных лучах будет соответственно равна

$$(L_\odot)_{pv} = 4\pi R_\odot^2 H_{pv} = L_{pv, \odot}.$$

Средний угловой радиус Солнца при расстоянии  $r_\odot = 4,85 \cdot 10^{-6} \text{ пс}$  (параллакс  $p_\odot = \frac{1}{4,85 \cdot 10^{-6}} = 2'',063 \cdot 10^5$ ) равен

$$\frac{R_\odot}{r_\odot} = \frac{1919''}{2} = 959'',5 \approx 16' = \frac{6,953 \cdot 10^{10} \text{ см}}{1,495 \cdot 10^{13} \text{ см}} = 0,004652 \text{ радиана}. \quad (75)$$

Поэтому освещенность от Солнца единичной площадки Земли вне атмосферы равна в фотовизуальных лучах при  $\Delta\lambda = 1 \text{ см}$

$$\begin{aligned} e_{pv, \odot} &= \frac{L_{pv, \odot}}{4\pi r_\odot^2} = H_{pv} \left( \frac{R_\odot}{r_\odot} \right)^2 = \pi \bar{I}_{pv} \left( \frac{R_\odot}{r_\odot} \right)^2 = \pi \cdot 3,21 \cdot 10^{14} \cdot (0,004652)^2 = \\ &= \pi \cdot 6,85 \cdot 10^9 = 2,18 \cdot 10^{10} \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2 = 2,18 \cdot 10^3 \text{ вт/см}^2. \end{aligned} \quad (76)$$

Следовательно, освещенность единичной площадки от звезды  $m$ -й величины — карлика спектрального класса G2V (по новым данным такой

звездой является Солнце) будет равна

$$e_{pv, m} = e_{v, m} = e_{v, \odot} 10^{-0,4(m_v - m_{\odot})}.$$

При  $e_{v, \odot} = 2,18 \cdot 10^{10}$  эрг/сек·см<sup>2</sup>,  $m_v = -26^m,84$ ,  $\lambda_v = 5430 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda = 1 \text{ см}$  и  $m = 0^m,0$  мы имеем:

$$e_{v, 0} = 2,18 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-10,736} = 0,40 \text{ эрг/сек·см}^2 = 4,0 \cdot 10^{-6} \text{ вт/см}^2. \quad (77)$$

Вообще же для звезды  $m$ -й величины ( $\Delta\lambda = 1 \text{ см}$ )

$$\left. \begin{aligned} \lg e_{v, m} (\text{эрг/сек·см}^2) &= \lg e_{v, \odot} - 0,4(m_v - m_{v, \odot}) = -0,40 - 0,40m_v, \\ \lg e_{v, m} (\text{вт/см}^2) &= -7,40 - 0,40m_v. \end{aligned} \right\} \quad (78)$$

В интервале же  $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ , т. е. при  $\lambda = 5430 \text{ \AA}$ , на участке  $\lambda = 5429,5 \div 5430,5 \text{ \AA}$  будем иметь в абсолютных единицах

$$\left. \begin{aligned} \lg e_{v, m} (\text{эрг/сек·см}^2) &= -8,40 - 0,4m_v, \\ \lg e_{v, m} (\text{вт/см}^2) &= -15,40 - 0,4m_v. \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

Для пересчета в случае звезд других классов можно использовать уравнение (64). Пусть изофотная длина волны  $\lambda_i$  и цветовая температура  $T_c$  относятся к звезде любого спектрального класса, а  $\lambda'_i$ ,  $T'$  — к звезде-карлику G2V, тогда на интервале  $100 \text{ \AA}$  имеем:

$$\lg e_{\lambda} (\text{эрг/сек·см}^2) = -6,40 - 0,4m_v - (\lambda_i - \bar{\lambda}_E) \frac{\partial}{\partial \lambda} \lg J_{\lambda}(T_c) + (\lambda'_i - \bar{\lambda}_E) \frac{\partial}{\partial \lambda} J_{\lambda}(T'_c). \quad (80)$$

Здесь  $\bar{\lambda}_E = 5430 \text{ \AA}$ . Поправка в форме  $\lg(\lambda_i - \bar{\lambda}_E) \frac{\partial}{\partial \lambda} \lg J_{\lambda}(T_c)$  невелика (за исключением очень холодных звезд). При  $T = 22000, 14300, 6750, 3000^\circ \text{ K}$  она составляет всего лишь  $+0^m,00156, +0^m,00068, -0^m,00048$  и  $+0^m,00728$  соответственно, т. е. меньше точности международных звездных величин ( $\pm 0^m,01$ ).

Для пересчета  $e_v$  в  $H_v = \pi \bar{I}_v = \left(\frac{r}{R}\right)^2 e_v$  при

$$\begin{aligned} \lg H_{v, \odot} &= \lg H_{5430} (\text{эрг/сек·см}^2) = \\ &= \lg(\pi \cdot 3,21 \cdot 10^{14}) = 15,0 \quad (\Delta\lambda = 1 \text{ см}) = 7,0 \quad (\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}) \end{aligned}$$

надо знать  $M$  или  $R$ ,  $r$  или  $p''$  (параллакс). Для болометрических потоков имеем:

$$\lg \frac{H_b}{H_{b, \odot}} \equiv \lg \frac{H}{H_{\odot}} = 2 \lg \left( \frac{p_{\odot} R_{\odot}}{p R} \right) - \frac{1}{2,5} (m_b - m_{b, \odot}). \quad (81)$$

Пользуясь формулой Стефана  $H = \sigma T^4$ , для визуальных (точнее, фотовизуальных) потоков, получим ( $\lambda_{pv} = 5430 \text{ \AA}$ ):

$$\begin{aligned} \lg \frac{H_{pv, \odot}}{H_{pv, \odot}} &\equiv \lg \frac{H_v}{H_{v, \odot}} = 4 \lg \frac{T_e}{T_{e, \odot}} + \frac{1}{2,5} (B.C. - B.C._{\odot}) = \\ &= 4 \lg \frac{T_e}{T_{e, \odot}} - \frac{1}{2,5} (\Delta m_b - \Delta m_{b, \odot}). \end{aligned} \quad (82)$$

Здесь, как и ранее,  $\Delta m_b = m_b - m_b = -B.C. -$  болометрические поправки. При этом величины  $m_b$  надо исправить за эффект линий и полос поглощения:  $B.C.' = -\Delta m'_b - (m_v + \Delta m_v)$ .

Данные для ярких звезд приведены в табл. 5 по Н. Мильфорду (1950). Очевидно, что табличное значение  $\lg H_{5430}$  и, следовательно,  $H_{5430}$  может быть пересчитано в  $e_{5430}$ .

Таблица 5

| Звезда        | Sp    | $p''$              | $\frac{R}{R_{\odot}}$ | $m_{pv}$ | $\Delta m_{pv}$ | $\lg \frac{H_{pv}}{H_{pv, \odot}}$ | $\lg H_{5430}^*$ | $\lg D'$ | $T_m$ °K | $T_e$ (Sp) °K |
|---------------|-------|--------------------|-----------------------|----------|-----------------|------------------------------------|------------------|----------|----------|---------------|
| Солнце        | G2V   | $2,063 \cdot 10^5$ | 1,00                  | -26,84   | -0,08           | 0,00                               | 7,00             | +3,28    | 6 000    | 5 730         |
| $\mu^1$ Sco A | B3    | 0,074**)           | 5,26                  | +3,69    | -0,00           | +1,21                              | 8,21             | -3,44    | 12 600   | 18 000**)     |
| $\mu^1$ Sco B | B3    | 0,074**)           | 5,86                  | +3,98    | -0,00           | +0,99                              | 7,99             | -3,39    | 10 400   | 18 000        |
| $\beta$ Per   | B8V   | 0,032              | 2,7                   | +2,3     | -0,00           | +1,08                              | 8,08             | -3,09    | 12 350   | 12 800        |
| $\alpha$ CMa  | A1V   | 0,376              | 1,93                  | -1,58    | -0,01           | +0,85                              | 7,85             | -2,17    | 9 830    | 10 300        |
| $\beta$ Aur A | A2IV  | 0,037              | 2,49                  | +1,76    | -0,01           | +0,83                              | 7,83             | -3,08    | 10 500   | 9 700         |
| $\beta$ Aur B | A2IV  | 0,037              | 2,28                  | +2,89    | -0,01           | +0,86                              | 7,86             | -3,10    | 10 300   | 9 700         |
| $\alpha$ Boo  | K2p   | 0,092              | 23                    | +0,04    | -0,22           | -0,72                              | 6,28             | -1,70    | 4 400    | 3 810         |
| $\kappa$ Vir  | gK2   | 0,020              | 27                    | +4,3     | -0,22           | -1,24                              | 5,76             | -2,30    | 3 710    | 4280-3810     |
| $\alpha$ Tau  | K5III | 0,059              | 36                    | +1,02    | -0,30           | -1,08                              | 5,93             | -1,70    | 3 900    | 3 550         |
| YYGemA        | K6+   | 0,073              | 0,66                  | +9,57    | -0,35           | -1,19                              | 5,81             | -3,35    | 3 780    | 4 000         |
| YYGemB        | K6+   | 0,073              | 0,60                  | +9,81    | -0,35           | -1,21                              | 5,79             | 3,39     | 3 760    | 4 000         |

\*)  $H_{pv}$  в единицах  $\text{эрг} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ,  $d\lambda = 1 \text{ \AA}$ .

\*\*) Параллакс ненадежен для  $\mu^1$  Sco.

А именно:

$$e_{pv} = e_v = e_{5430} = H_{5430} \left[ \frac{\frac{R}{R_{\odot}} R_{\odot} (\text{с.м})}{\frac{1}{p''} \cdot 3,084 \cdot 10^{18}} \right]^2 \quad (83)$$

Это значение можно использовать в формуле для связи  $e_v$  и  $m_v$ .

В последнее время Е. Ламма уточнил значения спектральных потоков  $\lg H_{\lambda}$  для различных спектральных классов звезд от B0V до M2—M3Iab (1959) в области  $\lambda = 3000 \div 10\,000 \text{ \AA}$ . Для этой цели по данным ряда наблюдений он вывел стандартное распределение энергии средней звезды класса A0.

Болометрическая поправка, введенная выше, также должна быть вычислена для той или иной колориметрической системы с учетом ослабления континуума звезды, спектральной чувствительности аппаратуры и т. д. Для этого пользуются формулой ( $L_{\lambda} \sim \bar{I}_{\lambda}$ )

$$\begin{aligned} \Delta M_b = \Delta m_b = -B.C. &= -2,5 \lg \frac{\int_0^{\infty} L_{\lambda}(T) s(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} L_{\lambda}(T) d\lambda} = \\ &= -2,5 \lg \frac{\int_0^{\infty} \bar{I}_{\lambda}(T) s_v(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \bar{I}_{\lambda}(T) d\lambda} = -2,5 \frac{\int y s_v(\lambda) d\lambda}{\int y d\lambda}. \quad (84) \end{aligned}$$

Как мы уже отмечали, для ранних звезд лучшие результаты получаются путем использования континуумов  $\bar{I}_{\lambda}(T)$ , вычисленных теоретически при заданной эффективной температуре  $T$ . Этим занимались многие астрофизики: в СССР Э. Р. Мустель (1953), а за рубежом в последнее время Д. Поппер (1959).

Данные по работам различных авторов приведены в табл. 6. Для сравнения указаны также (в последней колонке) более старые данные Койпера (1938), полученные тем же способом по  $H_{\lambda}$  (теоретически) для ранних звезд.

Т а б л и ц а 6

| Автор         | Год  | $T_e$ °K | $\Delta M_b$ I)      |                    | $\Delta M_b$ IV)   |
|---------------|------|----------|----------------------|--------------------|--------------------|
| Э. Р. Мустель | 1953 | 10 500   | 0 <sup>m</sup> ,45   | 0 <sup>m</sup> ,72 | 0 <sup>m</sup> ,68 |
|               |      | 12 500   | 0 ,83                | 1 ,11              | 1 ,07              |
|               |      | 15 000   | 1 ,24                | 1 ,51              | 1 ,51              |
|               |      | 17 500   | 1 ,61                | 1 ,88              | 1 ,87              |
|               |      | 20 000   | 1 ,91                | 2 ,19              | 2 ,18              |
| К. Хунгер     | 1954 | 8160     | 0,11 <sup>II)</sup>  |                    | 0,25               |
|               |      | 8660     | 0,14                 |                    | 0,34               |
|               |      | 9000     | 0,18                 |                    | 0,40               |
|               |      | 9500     | 0,24                 |                    | 0,48               |
| Г. Трейвинг   | 1955 | 32 800   | 3,20                 |                    | 3,33               |
| Ж. Пекер      | 1956 | 27 300   | 3,00                 |                    | 2,89               |
| К. Осава      | 1956 | 7 560    | 0,15 <sup>III)</sup> |                    | 0,13               |
|               |      | 8 900    | 0,24                 |                    | 0,39               |
| С. Саито      | 1956 | 10 600   | 0,39                 |                    | 0,69               |
|               |      | 15 400   | 1,22                 |                    | 1,58               |
|               |      | 20 500   | 2,00                 |                    | 2,23               |

I) Два варианта а)  $\Delta M_b \equiv 0$  при  $T_e = 6500^\circ \text{K}$ ,  $I_\lambda(T)$  — планковская функция;

б)  $I_\lambda(T)$  из теории непрерывных спектров звезд (с нуль-пунктом по Солнцу).

II) Несколько измененные  $\Delta M_b$  за счет другой  $\Delta M_{b,\odot}$ .

III) Последние 5 поправок вычислены Д. Поппером по  $H_\lambda(T)$ .

IV) Поправки Койпера вычислены по  $H_\lambda(T)$ .

Для поздних звезд F0 — M5 поправки  $\Delta m_b$  им были вычислены из радиометрических наблюдений. Поправки для классов более ранних, чем F0, вычислены на основании старой теории непрерывных спектров звезд. Однако в работе Койпера все же впервые был учтен факт уклонения излучения континуумов звезд от чернотельных. Укажем, что для горячих звезд, когда  $\frac{c^2}{\lambda T} \ll 1$  (приближение Рэля — Джинса), формула, аналогичная (35),

с учетом того, что  $M_v = M_0 + 11,63 - 5 \lg \frac{R}{R_\odot} - 2,5 \lg T$ , запишется в виде

$$\Delta M_b = -31,55 + 7,5 \lg T. \quad (85)$$

Значительного уточнения  $\Delta M_b$  в случае ярких звезд следует ожидать в результате непосредственных наблюдений ультрафиолетовых спектров с бортов ракет и искусственных спутников Земли.

Некоторого улучшения в значениях  $\Delta M_b$  по существующим данным добился Д. Поппер (1959), используя для этой цели: 1) радиометрические и фотоэлектрические наблюдения в  $(B, V)$ -системе поздних звезд и 2) уточненную модель атмосфер ранних звезд с данными о выходящих потоках  $H_\lambda$ . В отличие от предыдущих исследований, он табулировал поправки не по  $T$  или  $\text{Sp}$ , а по цвету  $(B - V)$  и в качестве визуальной величины брал не  $m_{pg}$  или  $m_{pg}$ , а фотоэлектрическую величину  $V$ . Цвет в системе  $(B - V)$  близок к таковому в старой интернациональной системе. Результаты для звезд позднее F0 даны в табл. 7. Нуль-пункт был выбран так, что для звезд главной последовательности G0 — G8 поправка совпадает с поправкой Койпера (1938).

Таблица 7

| Цвет $B-V$            | $+0^m,4$ | $0^m,5$  | $0^m,6$  | $0^m,7$  | $0^m,8$  | $0^m,9$  | $1^m,0$  | $1^m,1$  | $+1^m,2$ |
|-----------------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $\Delta M_b = -B. C.$ | $0^m,00$ | $0^m,02$ | $0^m,07$ | $0^m,11$ | $0^m,17$ | $0^m,28$ | $0^m,40$ | $0^m,53$ | $0^m,72$ |

Солнце в системе  $(B - V)$  имеет цвет  $+0^m,63$ , и поэтому для него  $\Delta M_b = \Delta m_b = 0^m,07$ . Для ранних звезд поправки вычислены теоретически и определяются данными табл. 5 по аргументу  $T_e$ , ибо в данном случае  $(B - V)$ -цвета практически непригодны. Новые поправки для ранних звезд, по-видимому, на  $0,1-0^m,2$  меньше, чем старые поправки Койпера (1938). Для звезд  $O - B$  поправки были выведены А. Андерхилл (1957).

С проблемой определения  $\Delta M_b$ ,  $\Delta m_b$  или  $-B. C.$  тесно связан вопрос о шкале эффективных температур звезд. В настоящее время используется

шкала Койпера, принятая им в работе о болометрической поправке (1938). Затем она была уточнена В. Морганом с учетом классов светимостей и спектральных классов звезд в Йеркских системах МКК и МК (1951). Однако ревизия Д. Поппера в цитированной работе (1959) привела все же к неуверенным результатам.

Пользуясь формулой (30) для тех звезд, для которых известны параллаксы и диаметры в линейной мере  $\frac{D}{D_\odot}$  (затменно- и спектрально-двойные

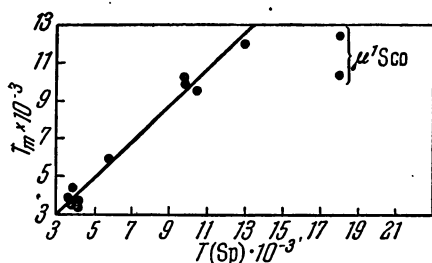


Рис. 6.

звезды) или в секундах дуги  $D''$  (интерферометрические измерения), мы можем определить температуры  $T = T_m$  по видимой величине. Результаты даны в табл. 5, где в последней колонке приведена также шкала  $T_e$  (Sp) 1951 г. В случае отсутствия классов светимостей абсолютные величины вычислялись по видимой величине и параллаксу. Значения  $D''$  взяты по данным непосредственных (Солнце), интерферометрических ( $\alpha$ Сма,  $\alpha$ Вов и др.) или же спектрофотометрических ( $\mu^1$ Ско, YY Gem и др.) измерений. При этом в последнем случае надо знать точный параллакс, кривую блеска и спектроскопическую орбиту обоих компонентов. Более или менее надежные данные есть только для трех звезд ( $\beta$  Aug, YY Gem и  $\mu^1$  Sco).

Результат сравнения  $T_m$  и  $T$  (Sp) показан также графически на рис. 6.

Мы видим, что согласие удовлетворительное. Исключение составляет система  $\mu^1$  Sco, параллакс которой ненадежен. По-видимому, шкала  $T_e$  (Sp) 1951 г. близка к действительной, но, несмотря на это, уточнение совершенно необходимо. Ряд астрофизиков за рубежом и в СССР работает над этой важнейшей проблемой.

Укажем, что в случае тесных двойных звезд монохроматические потоки  $H_{\nu\nu}$  и температуры могут быть вычислены и без параллакса, если компоненты пары имеют различную температуру и блеск наблюдался в разных участках спектра, так что  $H_{\lambda}^{\text{II}} - H_{\lambda}^{\text{I}}$  и, следовательно, цвета  $C$  могут быть получены. Обычно спектр хотя бы одного компонента наблюдается, и тогда его цвет  $C^{\text{I}}$  может быть выделен по спектру, а следовательно, и цвет второго компонента  $C^{\text{II}}$  и его температура (спектральный класс).

§ 6. Методы практического определения абсолютных яркостей звезд. После того как мы остановились на вопросе об использовании абсолютных

величин звезд, необходимо хотя бы кратко остановиться на их практическом определении.

1. Проще всего это сделать по тригонометрическим параллаксам  $p'' = p''$  (tr) и формуле \*)  $M_\lambda = m_\lambda + 5 + 5 \lg p'' \left( p'' = 206\,265 \frac{\text{а. е. (км)}}{r (\text{км})} = \frac{1}{r (pc)} \right)$ . К сожалению, тригонометрические параллаксы, измеренные с помощью меридианных инструментов, очень неточны (ошибки достигают  $0'',2$ ). Точнее параллаксы определяются с микрометром и гелиометром. Сейчас тригонометрические параллаксы получаются почти исключительно фотографическим способом (с помощью длиннофокусных астрографов). Но и в этом случае точность невысока, и только в редких случаях могут быть измерены параллаксы, меньшие  $0'',01$ . Действительно, при фокусном расстоянии астрографа 10 м эта угловая величина соответствует в фокальной плоскости линейной величине всего лишь  $0,49 \mu$ . А ведь видимый диаметр самой звезды на фотопластинке имеет размер  $40\text{--}200 \mu$ ! Таким образом, доступными для определения  $p''$  оказываются только звезды с расстоянием не более  $r (pc) = \frac{1}{p''} = \frac{1}{0'',01} = 100 pc$ . В настоящее время известно только около 160 звезд с известными тригонометрическими параллаксами  $p'' > 0'',1$  и около 3900 с  $p'' > 0'',01$ . При этом естественно, что малые и большие параллаксы отягощены приблизительно равными абсолютными, но разными относительными ошибками.

Тригонометрические параллаксы некоторых звезд измерены фотографическим методом на многих обсерваториях в среднем очень точно. Например, для звезды Барнарда по данным 11 обсерваторий  $p'' = 0'',546 \pm 0'',003$ .

До 1952 г. в Йельском сводном каталоге тригонометрических параллакс Л. Дженкинс было включено 5822 звезды, для которых параллакс измерялся хотя бы один раз. У некоторых из них параллаксы очень малы (около  $0'',001$ ) и, вероятно, ненадежны. Кроме того, следует иметь в виду как внутреннюю точность параллакс, так и систематические ошибки, которые выявляются при сравнении параллакс, полученных на разных обсерваториях. По последнему отчету МАС в Москве (1958) в настоящее время имеется 10 823 отдельных измерения тригонометрических параллакс.

Для определения параллакс, меньших  $0'',01$ , т. е. параллакс далеких звезд, приходится прибегать к базису большему, чем астрономическая единица ( $A = 1 \text{ а. е.} = 1,495 \cdot 10^8 \text{ км}$ ). За такой базис принимается годичный путь Солнца

$$\begin{aligned} h_\odot &= V_\odot \left( \frac{\text{а. е.}}{\text{год}} \right) \cdot 1 (\text{год}) = V_\odot \left( \frac{\text{км}}{\text{сек}} \right) \frac{n(\text{сек})}{A(\text{км})} = \\ &= V_\odot \left( \frac{\text{км}}{\text{сек}} \right) \frac{31\,557\,000 \text{ сек}}{1,495 \cdot 10^8 \text{ км}} = V_\odot \left( \frac{\text{км}}{\text{сек}} \right) \cdot \frac{1}{4,74} \approx \frac{19,5}{4,74} = 4,1 (\text{а. е.}). \end{aligned}$$

Если  $\lambda$  — угловое расстояние до апекса, а  $v$  — параллактическое угловое перемещение звезды на небе, то, как обычно,

$$\frac{h_\odot}{r} = \frac{v (pad)}{\sin \lambda} = \frac{v'' \sin 1''}{\sin \lambda}; \quad \left( \frac{h_\odot}{r} \right)'' = \frac{v''}{\sin \lambda} = \bar{p}_s''. \quad (86)$$

Параллакс звезд  $\bar{p}_s''$  называется вековым. Отсюда для обычного параллакса

\*) После исправления  $m_\lambda = m_\lambda^\circ + A(\lambda)$  за галактическое поглощение.

имеем:

$$p_v(p\alpha\delta) = \frac{v(p\alpha\delta)}{h_\odot \sin \lambda} = \frac{v'' \sin 1''}{h_\odot \sin \lambda}, \quad (87)$$

$$\begin{aligned} p_v'' &= \frac{v''}{h_\odot \sin \lambda} = \frac{v''}{V_\odot \left( \frac{\text{а. е.}}{\text{год}} \right) \cdot 1 (\text{год}) \sin \lambda} = \frac{v'' A}{V_\odot \left( \frac{\kappa\mu}{\text{сек}} \right) n \sin \lambda} = \\ &= 4,74 \frac{v''}{V_\odot \left( \frac{\kappa\mu}{\text{сек}} \right) \sin \lambda} = 4,74 \frac{p_s''}{V_\odot} \quad \left( \frac{A}{n} = \frac{1,495 \cdot 10^8}{3,156 \cdot 10^7} = 4,74 \right). \end{aligned} \quad (88)$$

Для исключения пекулярных движений звезд вычисляется средний параллакс  $\bar{p}_v$  группы звезд. В этом случае при условии минимума суммы квадратов уклонений будем иметь для среднего параллакса

$$\bar{p}_v'' = 4,74 \frac{v'' \overline{\sin \lambda}}{V_\odot \overline{\sin^2 \lambda}} = \frac{4,74}{V_\odot} \bar{p}_s''. \quad (89)$$

Аналогичным образом по пекулярному компоненту собственных движений звезд  $\bar{\tau}$  получаем (переходя к модулям) средний параллакс

$$\bar{p}_\tau = 4,74 \frac{|\bar{\tau}|}{|\bar{V}_p|}. \quad (90)$$

Здесь  $|\bar{V}_p|$  — средняя пекулярная скорость звезд в километрах в секунду. Естественно, что параллаксы, полученные таким образом, дают возможность определить только средние абсолютные величины большой группы звезд.

2. Можно также воспользоваться групповыми параллаксами звезд, связанных общим движением. Для этого можно использовать движущиеся скопления и явление галактического вращения. В первом случае средний параллакс равен

$$\bar{p} = \frac{4,74}{N\bar{V}} \sum_{i=1}^N \frac{\mu_i}{\sin \Lambda_i}. \quad (91)$$

Здесь  $\Lambda_i$  — угловое расстояние звезды от радианта скопления,  $N$  — число звезд,  $\bar{V}$  — скорость движения скопления и  $\mu_i$  — собственное движение звезд.

Во втором случае среднее расстояние и, следовательно, параллакс определяются по лучевой скорости  $V_r$ , освобожденной от влияния движения Солнца:

$$V_r = A\bar{r} \sin 2L \cos^2 b = A\bar{r} \sin 2(l - l_0) \cos^2 b. \quad (92)$$

По-видимому, наиболее приемлемое значение постоянной Оорта есть  $A = 17,2 \text{ км/сек/кпс}$  (по О. А. Мельникову (1944), Р. М. Петри (1956) и др.). Но другие авторы получали значения в пределах  $10 \leq A \leq 25 \text{ км/сек/кпс}$  и — правда, реже — даже в более широких. По групповым параллаксам скоплений Плеяд, Персея, Ориона и Скорпиона — Центавра средние абсолютные величины звезд, входящих в движущиеся скопления, получились равными  $-0^m,1$ ;  $0^m,0$ ;  $-2^m,0$ ;  $-0^m,5$  (при числе звезд 8, 20, 17 и 11 соответственно). Применение же спектроскопического метода дало  $+0^m,1$ ;  $+0^m,5$ ;  $-2^m,0$  и  $-1^m,0$ . Отсюда следует, что групповые параллаксы в среднем могут и не уступать по точности спектроскопическим (особенно для близких скоплений).

3. Можно воспользоваться динамическими параллаксами двойных звезд. В этом случае на основании 3-го закона Кеплера, если  $P$  — период

в звездных годах, имеем:

$$p'' = \frac{a''}{\sqrt[3]{\left(\frac{M_1}{M_\odot} + \frac{M_2}{M_\odot}\right) P^2}}. \quad (93)$$

Часто наблюдаются двойные звезды (визуальные) с общим собственным движением, но с относительным движением компонентов, слишком малым для определения орбиты. При очень большом периоде обращения удастся пронаблюдать только часть орбиты. В этих случаях используют формулу, полученную независимо Г. Ресселом и Э. Герцшпрунгом (1911), которая после преобразования запишется в виде

$$p'' = \sqrt[3]{\frac{s'' (\omega'')^2}{4\pi^2 \left(\frac{M_1}{M_\odot} + \frac{M_2}{M_\odot}\right) K}}. \quad (94)$$

Здесь  $s''$  — видимое угловое расстояние компонентов в секундах дуги:  $s'' = rp'' \sin i$  ( $r$  — расстояние компонентов в а. е.),  $\omega''$  — видимое относительное перемещение компонентов в секундах дуги в год (угловая скорость, равная  $vp'' \sin j$ , где  $v$  — линейная скорость в а. е. в год) и  $K = \left(2 - \frac{r}{a}\right) \sin i \sin^2 j = \left(2 - \frac{s''}{ap'' \sin i}\right) \sin i \sin^2 j$ , где  $i$  — угол между радиусом-вектором и лучом зрения, а  $j$  — между вектором скорости и лучом зрения. Учитывая небольшую дисперсию масс по сравнению с другими величинами, можно положить  $\frac{M_1}{M_\odot} + \frac{M_2}{M_\odot} = 2$ ; постоянная  $K$  для бо-

льшинства индивидуальных звезд неизвестна, но может быть вычислено ее среднее вероятное значение для двойных звезд. При этом предполагается, что различные наклоны орбит двойных звезд равновероятны и что среднеквадратичный эксцентриситет  $\bar{e} = 0,561$ . В этом случае  $K = 0,429$ . Приведенное уравнение получено в результате применения уравнения Кеплера с орбитальной линейной скоростью  $v$ . Если же использовать параболическую скорость  $v_{\text{пар}}$ , которая всегда больше орбитальной, и положить при этом, как обычно,  $a = \infty$ , то можно вычислить нижнюю границу\*) для параллакса двойной звезды:  $p''_{\min} = \sqrt[3]{\frac{s'' (\omega'')^2}{4\pi^2 \cdot 2 \cdot 2}} = \sqrt[3]{\frac{s'' (\omega'')^2}{16\pi^2}} = 0,185 \sqrt[3]{s'' (\omega'')^2}$ .

Если есть возможность спектрографирования компонентов визуально-двойной звезды, что обычно доступно при угловом расстоянии не менее  $1''$ , то также можно по лучевой скорости определить полуось  $a$  (км), и поскольку  $a''$  известно, то и параллакс оказывается определенным. Так, например, А. А. Белополюский нашел еще в 1898 г.  $p''$  для  $\gamma$  Vir и  $\gamma$  Leo ( $\frac{4'',02}{102} = 0'',039$  и  $\frac{2'',00}{98,1} = 0'',020$  соответственно).

4. В случае затменно-переменных звезд относительные радиусы  $\frac{R}{a}$  компонентов могут быть известны из фотометрической кривой блеска.

Кроме того, выражая массы звезд в единицах массы Солнца ( $M_\odot$ ),  $P$  — период в звездных годах и  $a$  — в астрономических единицах, будем иметь:

$$M_1 + M_2 = \frac{a^3}{P^2} \quad (95)$$

и по соотношению масса — светимость (см. ниже) и др.

$$L \sim M^{10/3}.$$

\*) В частности, в случае, когда плоскость орбиты перпендикулярна к лучу зрения.



Далее,

$$\left. \begin{aligned} L &\sim R^2 T_e^4, \\ R &\sim a. \end{aligned} \right\} \quad (96)$$

Можно найти  $L_b$ , а следовательно,  $M_b$  и с болометрической поправкой, по  $M_b = m_b^\circ + 5 + 5 \lg p''$ , величину параллакса  $p''$ . При этом следует, конечно, сделать предположение о величинах  $M_1$  и  $M_2$ .

5. Существует много других косвенных методов оценки расстояний звезд от Солнца (параллакс): по соотношению период — светимость для цефеид и другим характеристикам переменных и, в частности, по яркостям новых звезд в максимуме, по интенсивностям межзвездных линий (О. Струве, 1929 и др.) Ca II, Na I и др., по данным наблюдения радиолиний 21 см в поглощении и излучении и т. д. В частности, в последнем случае мы можем получить расстояния до спиральных ветвей Галактики, в которых располагаются горячие сверхгиганты (звезды классов O, B). Отсюда можно вычислить средние абсолютные величины последних, что для других методов зачастую недостижимо, особенно для классов O Ia.

Упомянем также, что существуют различные формулы для вычисления средних абсолютных величин и, следовательно, средних параллаксов из данных наблюдений. Так, например, для звезд с известными и заметными собственными движениями  $M_b = a + bH + cH^2 \approx a + bH = -1,675 + +0,645H$ . Здесь  $H$  — «приведенное собственное движение»:  $H = m + 5 + +5 \lg \mu$ , где  $\mu$  — собственное движение.

6. Наиболее обширные ряды наблюдений для определения параллаксов были произведены с помощью спектрографов. Это так называемые *спектральные* или же *спектроскопические параллаксы*. Точнее сказать, в данном методе определяется не параллакс, а абсолютная величина и уже по ней и по видимой величине вычисляется параллакс. Изменение интенсивности линии  $\lambda = 4077 \text{ \AA}$  с изменением  $M_b$  звезд обнаружил еще Э. Герцшпрунг в 1906 г.

Поскольку используется формула

$$M_\lambda = m_\lambda^\circ + 5 + 5 \lg p'' = m_\lambda - A(\lambda) + 5 + 5 \lg p'', \quad (97)$$

ошибка параллакса будет (при  $|dM| = \sigma_M$  и т. д.)

$$2,17^2 \frac{\sigma_p^2}{p^2} = \sigma_M^2 + \sigma_{(m)}^2 \quad (98)$$

( $dm_\lambda \ll dM_\lambda$ ), и следовательно, *относительная ошибка практически постоянна для малых и больших параллаксов*. Если предположить, что  $m_\lambda$  известна абсолютно точно, то

$$dM = 2,17 \frac{dp}{p}, \quad dp \approx 0,5p dM.$$

При работе с большой дисперсией (щелевые спектры)  $dM \approx 0^m,3$  и поэтому  $\frac{dp}{p} \approx 0,14 = 14\%$ , а при работе с малой дисперсией (бесщелевые спектры)

$dM \approx 1^m,0$  и, следовательно,  $\frac{dp}{p} \approx 0,46 = 46\%$ . Для практического определения  $M_\lambda$  по известным параллаксам строятся калибровочные кривые, связывающие абсолютные величины  $M_\lambda$  и интенсивности спектральных линий  $W_\lambda$ .

Для ранних B — A-звезд фотометрическим способом определяется значение  $W_\lambda$  для водородных линий, например  $H_\gamma$ . На рис. 7 показаны профили  $H_\gamma$ , полученные по спектрам звезд класса A: HD 222385,  $\theta$  Aug A и  $\alpha^2$  Gem с абсолютными величинами  $-6^m,3$ ,  $-0^m,7$ ,  $+1^m,1$  (классы светимости Ia — Ib, IV—V, V) и эквивалентными ширинами линий 1,9, 9,2 и 16,6  $\text{\AA}$  соответственно. Отчетливо виден эффект абсолютной величины.

По 169 звездам  $Sp = B8 \div A3$  Р. Петри и К. Маунсель получили (1949) значения эквивалентных ширин  $W(H_\gamma)$  для разных абсолютных визуальных величин  $M$  звезд. Их результаты приведены в табл. 8.

Зависимость  $M_v$  от  $W(H_\gamma)$  в среднем для упомянутых 169 звезд поздних подклассов В и ранних А (из табл. 8) может быть выражена формулой

$$M_v = 1,69 - 13,25 \cdot 10^{-0,095 W(H_\gamma)}. \quad (99)$$

Аналогичным образом О. А. Мельников (1954) для подклассов В8 — А7 получил:

$$\lg W \left( \frac{H_\gamma + H_\delta}{2} \right) = 1,025 - 0,115 M_v. \quad (100)$$

Неплохие результаты получаются в случае определения абсолютных величин звезд В — А по предельному числу линий, видимых в бальмеровской серии, или же по номеру (квантовому числу верхнего уровня) последней линии  $n_m$ , исправленному за инструментальное и другие искажения. Так, например, Г. Мичайка получил (1948) для В0 — В3-звезд

$$M_v = -0^m, 56 (n_m - 10) + 1^m, 21. \quad (101)$$

О. А. Мельников для А-звезд получил (табл. 9):

$$\lg n_m = 1,310 - 0,025 M_v. \quad (102)$$

Естественно, что изложенные методы применимы только в тех случаях, когда в спектрах звезд есть бальмеровские линии водорода.

Таблица 8

| $W(H_\gamma), \text{ \AA}$ | Звезды В8—А3 |       |       |       |       |       |       |
|----------------------------|--------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|                            | 2,71         | 7,53  | 10,18 | 12,50 | 14,17 | 16,10 | 18,24 |
| $M_v$                      | -5,73        | -1,16 | +0,25 | +0,82 | +1,06 | +1,25 | +1,41 |

Таблица 9

|             |       |       |       |       |       |       |       |       |
|-------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\lg n_m$   | 1,477 | 1,459 | 1,384 | 1,310 | 1,310 | 1,277 | 1,999 | 1,279 |
| $\bar{M}_v$ | -5,40 | -3,60 | -2,57 | -1,03 | -0,34 | +0,64 | +1,56 | +2,30 |
| Число звезд | 3     | 1     | 3     | 3     | 20    | 25    | 17    | 2     |

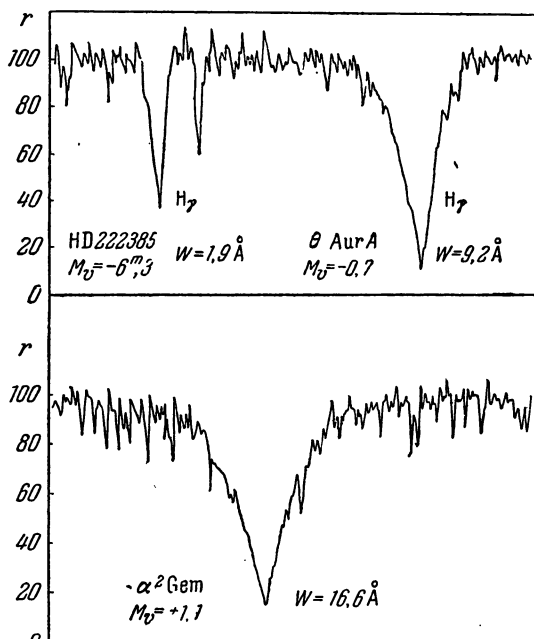


Рис. 7.

Новый и принципиально отличный метод определения светимостей (и спектральных классов) звезд В — А и др. по непрерывным спектрам был развит Д. Шалонжем и Д. Барбье с сотрудниками (1950—1959). В качестве

параметров они использовали величину скачка  $D_{\lambda_0}$  интенсивности у границы серии Бальмера  $\lambda_0 \approx 3646 \text{ \AA}$ :

$$D_{\lambda_0} = \lg \frac{I_{\lambda_0+\varepsilon}}{I_{\lambda_0-\varepsilon}} \quad (103)$$

и длину волны  $\lambda_1$  проэкстраполированной середины скачка интенсивности. К этой двухпараметрической классификации был прибавлен еще третий параметр — спектрофотометрический фиолетовый градиент  $\Phi_b$ .

График, иллюстрирующий результаты французских астрономов, изображен на рис. 8.

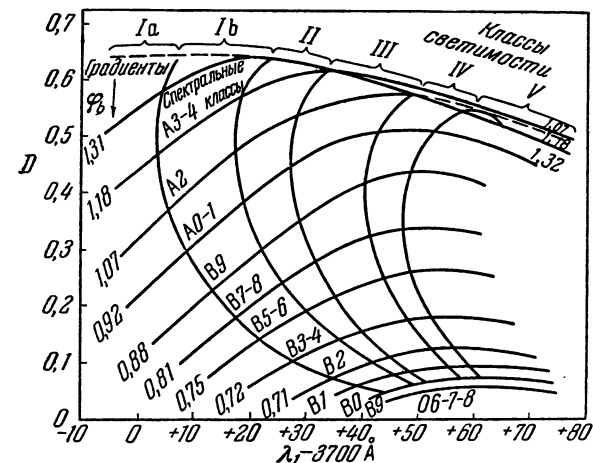


Рис. 8.

Наиболее точно спектроскопические абсолютные величины звезд спектральных классов (или классов спектра) от О до М определяются по отношениям интенсивностей линий. Именно отношения или же разности интенсивностей линий были выбраны для определения спектральных классов и классов светимостей, когда этот метод после работы В. Адамса и А. Кольшюттера (1914) стал быстро развиваться на обсерватории Маунт Вилсон (В. Адамс, А. Джой и др.). При этом для определения спектра брались интенсивности линий или их отношения, чувствительные к изменению температуры, а при определении  $M_v$  — к изменению ускорения на поверхности. В дальнейшем в работе приняли участие около 15 обсерваторий, и число параллаксов, полученных спектроскопически, сейчас превышает 30 000. Тригонометрических же параллаксов (достаточно надежных) известно всего около 8000, а параллаксов, определенных другими методами, — около 4000 (сводный каталог П. П. Паренаго, 1947).

В качестве иллюстрации на рис. 9, а показано изменение отношения интенсивностей линий  $4144 \text{ \AA}$  гелия и  $H_\delta$  водорода для В-звезд (обсерватория Локьера). На рис. 9, б то же показано для классов К8, F8 (Маунт Вилсон). По данным обсерватории Маунт Вилсон отношения интенсивностей пар линий ( $\bar{D}$ )  $4215 \text{ \AA}/4250 \text{ \AA}$ ,  $4345 \text{ \AA}/4415 \text{ \AA}$ ,  $4408 \text{ \AA}/4415 \text{ \AA}$ ,  $4456 \text{ \AA}/4462 \text{ \AA}$ ,  $4456 \text{ \AA}/4495 \text{ \AA}$  дают возможность вычислить абсолютную величину по формулам

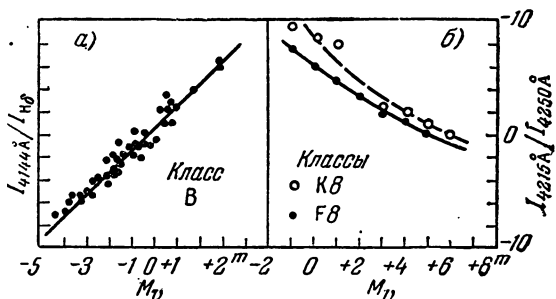


Рис. 9.

$$M_v = 5,6 - 1,6\bar{D} \text{ (классы F8 — G6), } M_v = 6,8 - 1,8\bar{D} \text{ (классы G6 — K9).}$$

Пары линий, употребляющиеся для разных спектральных классов, даны в табл. 10 (Маунт Вилсон).

Таблица 10

| Критерий абсолютной величины, $\bar{A}$ | Линия сравнения, $\bar{A}$ | Спектральные классы |   |    |    |    |    |    |    |
|-----------------------------------------|----------------------------|---------------------|---|----|----|----|----|----|----|
|                                         |                            | A                   | F | dG | dK | dM | gG | gK | gM |
| 4007 SrII                               | 4071                       | +                   | + | +  | +  |    | +  | +  | +  |
| 4161 TiII                               | 4167                       | +                   | + | +  |    |    | +  |    |    |
| 4196 FeI                                | 4199                       |                     |   | +  | +  |    | +  | +  |    |
| 4207 FeI                                | 4202                       |                     |   |    |    |    |    |    | +  |
| 4215 SrII                               | 4250                       | +                   | + | +  | +  |    | +  | +  |    |
| 4233 FeII                               | 4236                       | +                   | + |    |    |    | +  | +  |    |
| 4246 ScII                               | 4250                       | +                   | + | +  |    |    | +  |    |    |
| 4258 FeI, FeII                          | 4260                       |                     |   | +  | +  |    |    |    | +  |
| 4290 CrI, TiII                          | 4271                       | +                   | + |    |    |    | +  |    |    |
| 4318 CaI                                | 4321                       |                     |   | +  | +  | +  |    |    |    |
| 4324 CrI                                | 4321                       |                     | + | +  |    |    | +  | +  |    |
| 4340 H $\gamma$                         | 4325                       |                     |   |    |    |    |    | +  | +  |
| 4375 ScII, YII                          | 4404                       | +                   | + |    |    |    | +  |    |    |
| 4379 VI                                 | 4376                       |                     |   |    | +  | +  |    |    |    |
| 4399 TiII                               | 4404                       | +                   | + | +  |    |    | +  |    |    |
| 4408 FeI, TiII                          | 4465                       |                     |   | +  | +  |    | +  | +  |    |
| 4435 CaI                                | 4415                       |                     |   | +  | +  | +  |    |    |    |
| 4454 CaI                                | 4461                       |                     | + | +  | +  |    |    |    |    |
| 4489 FeI, FeII                          | 4494                       |                     |   |    |    |    |    | +  | +  |
| 4535 TiI                                | 4415                       |                     |   |    |    | +  | +  |    |    |
| 4586 CaI                                | 4572                       |                     |   |    |    |    | +  |    |    |
| 4607 SrI                                | 4603                       |                     |   |    |    |    | +  |    |    |
| 4861 H $\beta$                          | 4871                       |                     |   |    |    |    |    | +  | +  |

В табл. 11 показано изменение отношений интенсивностей линий в спектральных классах F0 — G0 (Д. А. Хайнек, 1935). В процессе определения

Таблица 11

| Отношение интенсивностей линий | Абсолютные величины, $M_v$ | Спектральные классы |      |      |      |
|--------------------------------|----------------------------|---------------------|------|------|------|
|                                |                            | F0                  | F5   | F8   | G0   |
| FeI 4071 $\bar{A}$             | -2 <sup>m</sup> ,0         | 0,56                | 0,70 | 0,61 | 0,81 |
| SrII 4077 $\bar{A}$            | +3 ,5                      | 0,97                | 1,17 | 1,32 | 1,54 |
| TiII, ZrII 4161 $\bar{A}$      | -2 ,0                      | 1,70                | 1,80 | 2,00 | 1,00 |
| MgI 4167 $\bar{A}$             | +3 ,5                      | 0,63                | 0,79 | 0,69 | 0,45 |

$M_v$  В. Адамс и его коллеги пришли к заключению (1922) о необходимости деления спектральных классов звезд на группы по характеру линий. Они выделили звезды с резкими и размытыми линиями в спектре. В первой группе рядом со спектральным классом ставилась строчная буква «s», а во второй «n». Была сохранена также группа с буквой «c» по А. К. Мори (1897). Звезды «с» и даже «s» абсолютно ярче, чем «n». Разница между звездами «s» и «n» по абсолютной величине в подклассе В0 невелика, но очень заметна в классах В2—F2, где она составляет доли звездной величины. В дальнейшем к спектральным классам добавлялись другие буквы, например, m для

А-звезд\* (сейчас обозначаются через ML) с усиленными металлическими линиями по Г. Уиверу (1952), sd (или VI) для субкарликов, wd для белых карликов (иначе D, VIIa или VIIb, см. примечание на стр. 52) и т. д.

В порядке развития спектральной классификации и уточнения абсолютных величин ранних В — А-звезд (1923—1927) в отношении учета характера линий значки, добавлявшиеся к обозначению спектрального класса, постепенно усложнялись. Так, в обсерватории Локьера к обозначениям спектрального класса добавлялись следующие строчные буквы и их комбинации: ss, s, ns, n, pp (в порядке уменьшения светимостей).

Заметим, что в каталоге спектроскопических абсолютных величин 4179 звезд обсерватории Маунт Вилсон вероятная ошибка  $\sigma_{m_v} = \pm 0^m,27$ .

Если принять, что  $\sigma_{m_v} = 0^m,1$ , то по формуле (98)  $\frac{\sigma_p}{p} = 0,13 = 13\%$  независимо от величины  $p$ .

Интересно здесь отметить, что спектроскопический метод определения абсолютных величин был открыт наблюдателями и только позднее, после развития теории ионизации, был объяснен теоретически.

В настоящее время, как указывалось, определено более 30 000 спектроскопических звездных параллаксов, как с большой, так и с малой дисперсией щелевых спектрографов и призменных камер. При  $p'' > 0'',05$  (т. е.  $r < 20$  пс) данные спектроскопического метода по точности уступают данным тригонометрического метода. Но для удаленных звезд первые гораздо точнее. Согласно одной из первых работ Р. В. Куницкого в этом направлении, если принять «вес» спектроскопического параллакса  $0'',015$  за единицу, то при  $p'' = 0'',30$ ,  $0'',10$  и  $0'',02$  вес спектроскопических параллаксов будет соответственно 0,05, 0,4 и 10,0. Но для звезд с аномальными спектрами  $p''$  (sp) хуже  $p''$  (tr) (например, для Арктура  $p''$  (tr) =  $0'',08$  и  $p''$  (sp) =  $0'',1-0'',2$ ).

В табл. 12 в верхней части дано сравнение спектроскопических  $p''$  (sp) и тригонометрических  $p''$  (tr) параллаксов ряда ярких звезд. Мы видим, что согласие удовлетворительное. Для слабых звезд (нижняя часть таблицы) согласие хуже (средняя разность  $p''$  (sp) —  $p''$  (tr) без учета знака по 360 звездам составляет  $0'',026$ , ибо здесь влияет межзвездное поглощение, искажающее видимую величину  $m_v$ , по которой вычисляется параллакс. Однако для далеких звезд все же спектроскопические параллаксы точнее тригонометрических: например, при небольшом спектроскопическом параллаксе  $0'',0030$  точность равна  $\pm 0'',0004$ , т. е. вполне удовлетворительная. Кроме того, спектроскопические параллаксы не получают отрицательными, как зачастую наблюдается при определении тригонометрических параллаксов. Первоначально спектроскопические абсолютные величины определялись по щелевым спектрограммам (обратная дисперсия 16 и 36 Å/мм у Н<sub>γ</sub>), но в дальнейшем также и по спектрам, полученным с призменными камерами (обратная дисперсия 100—500 Å/мм). Такие работы развернулись особенно в Гарварде, Упсале, Стокгольме, Потсдаме, Бергедорфе, Кливленде, Абастумани, Крыму и др.

Успешно стали применять фотоэлектрические методы узкополосной (50—100 Å) интегральной фотоэлектроколориметрии для определения спектральных классов и светимостей с помощью призменных камер и интерференционных светофильтров. Эти работы явились развитием метода Б. Линдблада, предложенного еще 30 лет тому назад. Для этой цели теперь применяются рефлекторы с фотоэлектрическими фотометрами.

Измеряется отношение интенсивностей в двух участках спектра ( $\lambda 4240/\lambda 4170$ ), являющееся мерилем силы полосы циана (CN) и значительно изменяющееся с классом светимости. Наоборот, отношения  $\lambda 4220/\lambda 4240$  и  $\lambda 3910/\lambda 4030$ , являющиеся мерилем силы полосы g и линии KCa II, в сильной степени зависят от температуры. В окончательной системе

Таблица 12

| Звезда                               | $\alpha$ Aur                                       | $\alpha$ Ori                                       | $\alpha$ CMa                                       | $\alpha$ CMt                                        | $\alpha$ Cen                             | $\beta$ Gem                    |
|--------------------------------------|----------------------------------------------------|----------------------------------------------------|----------------------------------------------------|-----------------------------------------------------|------------------------------------------|--------------------------------|
| $p''(\text{sp})$<br>$p''(\text{tr})$ | $0'',085$<br>$0'',073$                             | $0'',012$<br>$0'',005$                             | $0'',40$<br>$0'',375$                              | $0'',34$<br>$0'',288$                               | $0'',78$<br>$0'',751$                    | $0'',41^*)$<br>$0'',093^{**})$ |
| $M_v^{***})$<br>Sp                   | $-3,0 - +1,9$<br>$p''(\text{sp}) - p''(\text{tr})$ | $+2,0 - +4,9$<br>$p''(\text{sp}) - p''(\text{tr})$ | $+5,0 - +7,9$<br>$p''(\text{sp}) - p''(\text{tr})$ | $+8,0 - +13,3$<br>$p''(\text{sp}) - p''(\text{tr})$ | Все<br>$p''(\text{sp}) - p''(\text{tr})$ | Число, $N$                     |
|                                      | Число, $N$                                         | Число, $N$                                         | Число, $N$                                         | Число, $N$                                          | Число, $N$                               | Число, $N$                     |
| F0—F8                                | $+0'',003$                                         | $+0'',004$                                         | $+0'',018$                                         | —                                                   | $+0'',006$                               | 88                             |
| F9—G7                                | $+0'',005$                                         | $+0'',007$                                         | $+0'',007$                                         | —                                                   | $+0'',007$                               | 91                             |
| G8—K2                                | $-0'',004$                                         | $-0'',011$                                         | $+0'',002$                                         | $-0'',021$                                          | $-0'',004$                               | 96                             |
| K3—K9                                | $+0'',014$                                         | $-0'',008$                                         | $+0'',014$                                         | $+0'',005$                                          | $+0'',008$                               | 57                             |
| Ma—Md                                | $+0'',004$                                         | $-0'',049$                                         | —                                                  | $+0'',008$                                          | $+0'',004$                               | 28                             |
| Среднее                              | $+0'',002$                                         | $+0'',001$                                         | $+0'',008$                                         | $+0'',004$                                          | $+0'',0037$                              | 360                            |

\*) По Gen. Cat of Star Parallaxes (F. Schlesinger, L. E. Jenkins), Yale Univ. Obs., 1935.

\*\*) По Gen. Cat. of Trigonometric Parallaxes (L. E. Jenkins), Yale Univ. Obs., 1952.

\*\*\*) По данным  $360p''(\text{tr})$  и  $500p''(\text{sp})$ : ApJ 46, 316, 1917; Hd. d. Ap., V/I, 457, 1932. (Средняя разность  $p''(\text{sp}) - p''(\text{tr})$  без учета знака  $0'',026$ .)

макдональдской и копенгагенской классификации F — G-звезд (фотоэлектрические наблюдения) использовались индексы  $I(H_\beta)$  и  $I(H_D)$ , т. е. комбинированная интенсивность в области спектра около линии  $H_\beta$  и скачка  $D_{\lambda_0}$  у границы серии водорода. Для определения класса светимости  $M_v$  использовалась величина

$$I(H_\beta) = -2,5 \left\{ \frac{1}{2} [\lg I(4700 \text{ \AA}) + \lg I(5000 \text{ \AA})] - \lg I(4861 \text{ \AA}) \right\} + \\ + \text{const} = \frac{1}{2} (m_{4700} + m_{5000}) - m_{4861}, \quad (104)$$

которая уменьшается от класса светимости Ia к классу V. Для определения спектрального класса используется величина

$$I(H_D) = -2,5 \{ [\lg I(4030 \text{ \AA}) - \lg I(3550 \text{ \AA})] + [\lg I(4030 \text{ \AA}) - \lg I(4500 \text{ \AA})] \} + \\ + \text{const} = (m_{4030} - m_{3550}) + (m_{4030} - m_{4500}), \quad (105)$$

которая уменьшается от спектрального класса F к G. Крайние длины волн были подобраны так, чтобы влияние межзвездного поглощения было автоматически исключено, но, конечно, только приближенно, при законе ослабления света  $\lambda^{-1}$ . В результате определений этих двух индексов по калибровочным кривым «индекс — абсолютная величина» (для ярких звезд) определялись классы светимостей и спектральные классы.

В. Морган, А. Мейнел, Г. Джонсон в 1954 г. применили для получения классов светимостей и спектральных классов призмную камеру с очень большой обратной дисперсией — 30 000 Å/мм. При этом красные звезды имеют на пластинке вид «головастиков», а бело-голубые — вид «веретена». Даже при такой малой дисперсии по виду спектра оказалось возможным опытным глазом приближенно определить спектральные классы и классы светимости. Этот метод применен в СССР, но в несколько видоизмененном виде в Пулковской обсерватории О. А. Мельниковым и К. Т. Стояновой (1958).

Здесь следует иметь в виду, что расстояния звезд и, следовательно, параллаксы и абсолютные величины могут быть получены косвенным методом — по интенсивностям (эквивалентным ширинам) межзвездных линий кальция  $W(K)$  и натрия  $W(D)$ . Если последние выразить в км/сек  $\left( v = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = c \frac{W_i}{\lambda_i} \right)$ , а расстояние  $r$  — в парсеках, то согласно К. Билсу и Д. Оке (1954)  $r = 34,83 W(K)$  и  $r = 30,75 W(D)$  (по 1820 В-звездам).

В 1943 г. В. Морган, Ф. Кинан и Э. Кольман, создавая Йерксскую спектральную классификацию МКК (см. § 7), использовали для обозначения

Таблица 13

| Спектральный класс МК | O6   | O8   | O9   | B0   | B1   | B2   | B3   | B5   | B8   | A0   | A2   | A3   | A5   | A7   | F0   |
|-----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| Спектральный класс HD | O6,6 | O8,2 | O9,2 | B0,1 | B1,0 | B2,3 | B3,0 | B4,9 | B7,8 | A0,0 | A1,6 | A2,3 | A4,8 | A6,4 | A9,7 |
| Спектральный класс МК | F2   | F5   | F8   | G0   | G2   | G5   | K0   | K3   | K5   | K8   | M0   |      |      |      |      |
| Спектральный класс HD | F1,5 | F4,9 | F8,4 | F9,6 | G1,2 | G4,4 | K0   | K1,8 | K5   | K8   | M0,5 |      |      |      |      |

класса светимости римские цифры, которые ставили справа от спектрального класса. Позднее, в 1953 г., В. В. Морган и Г. А. Джонсон уточнили МКК-классификацию и связали ее со шкалой цветов ( $B - V$ ) и ( $U - B$ ). Эта классификация получила обозначение МК (см. § 7). Соотношение Йеркской (МК) и классической Гарвардской (HD) классификаций приведено в табл. 13 (см. также табл. 17). Подробнее об этом сказано в следующем параграфе.

Для обозначения класса светимости в МКК- и МК-классификациях ставится цифра Ia, Ib, II, III, IV, V, VI, VII для ярких (Ia) и слабых (Ib) сверхгигантов, ярких и слабых гигантов (II и III), субгигантов (IV), главной последовательности (V), субкарликов и белых карликов (VI и VII)\*. Подробнее об этом см. в гл. XVIII.

Соотношение между спектром (Sp), светимостью ( $M_v$ ) и цветом ( $B - V$ ,  $U - B$ ) для спектральных классов V и III дано в табл. 14.

На рис. 10 схематически показана диаграмма Рассела — Герцшпрунга (сокращенно HR-диаграмма), полученная из наблюдений в обычных координатах  $M_v$  и Sp (МК), но в новой системе спектральных классов МК. Вертикальными прерывистыми линиями соединены точки одинаковых температур

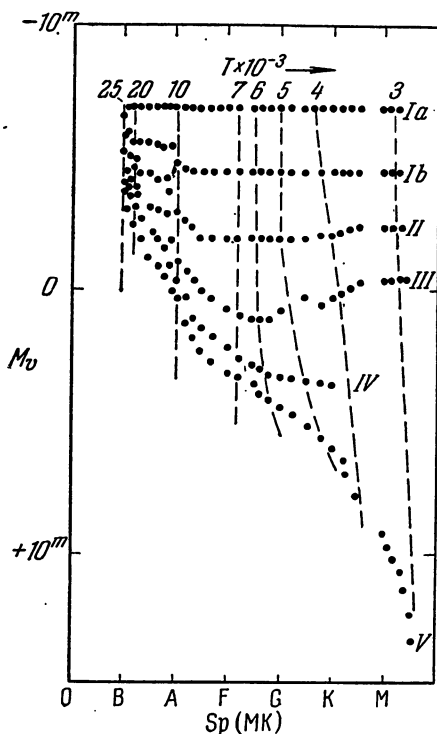


Рис. 10.

4 Таблица 14

Классы светимости V и III

| Sp  | $M_v$    | $B - V$     | $U - B$     | Sp    | $M_v$    | $B - V$   | $U - B$   |
|-----|----------|-------------|-------------|-------|----------|-----------|-----------|
| B0  | $-4^m,3$ | $(-0^m,32)$ | $(-1^m,13)$ | G5V   | $+5^m,2$ | $+0^m,68$ | $+0^m,21$ |
| B1  | $-3,2$   | $-0,28$     | $-1,00$     | G8    | $+5,5$   | $+0,70$   | $+0,24$   |
| B2  | $-2,4$   | $-0,24$     | $-0,86$     | K0    | $+5,8$   | $+0,82$   | $+0,48$   |
| B3  | $-1,7$   | $-0,20$     | $-0,71$     | K1    | $+6,0$   | $+0,86$   | $+0,54$   |
| B5  | $-0,7$   | $-0,16$     | $-0,56$     | K3    | $+6,5$   | $+1,01$   | $+0,89$   |
| B7  | $+0,1$   | $-0,13$     | $-0,47$     | K5    | $+7,2$   | $+1,18$   | $+1,12$   |
| B8  | $+0,5$   | $-0,09$     | $-0,29$     | K7    | $+7,7$   | $+1,37$   | $+1,26$   |
| B9  | $+0,8$   | $-0,05$     | $-0,16$     | M1    | $+9,2$   | $+1,48$   | $+1,21$   |
| A0  | $+1,1$   | $0,00$      | $0,00$      | M3    | $+10,0$  | $+1,49$   | $+1,10$   |
| A1  | $+1,4$   | $+0,05$     | $+0,05$     | M5V   | $+12,9$  | $+1,69$   | $+1,24$   |
| A3  | $+1,7$   | $+0,09$     | $+0,07$     | —     | —        | —         | —         |
| A5  | $+2,0$   | $+0,15$     | $+0,09$     | —     | —        | —         | —         |
| A7  | $+2,3$   | $+0,19$     | $+0,08$     | —     | —        | —         | —         |
| F0  | $+2,7$   | $+0,30$     | $+0,02$     | —     | —        | —         | —         |
| F2  | $+3,0$   | $+0,37$     | $0,00$      | C8III | $+0,5$   | $+0,95$   | $+0,72$   |
| F5  | $+3,5$   | $+0,44$     | $0,00$      | K0    | $+0,4$   | $+1,01$   | $+0,86$   |
| F6  | $+3,7$   | $+0,47$     | $-0,02$     | K2    | $0,0$    | $+1,16$   | $+1,20$   |
| F8  | $+4,1$   | $+0,53$     | $+0,02$     | K3    | $-0,5$   | $+1,30$   | $+1,44$   |
| G0  | $+4,4$   | $+0,60$     | $+0,06$     | K5    | $-1,1$   | $+1,52$   | $+1,84$   |
| G2V | $+4,7$   | $+0,64$     | $+0,16$     | M2—3  | $-1,2$   | $+1,57$   | $+1,86$   |

\*) Эти два обозначения не общеприняты.



(изотемператур). Классы светимостей указаны справа (от Ia до V); они определяют вид данной последовательности спектральных классов при фиксированной средней светимости. На рис. 11 и 12 дана также HR-диаграмма,

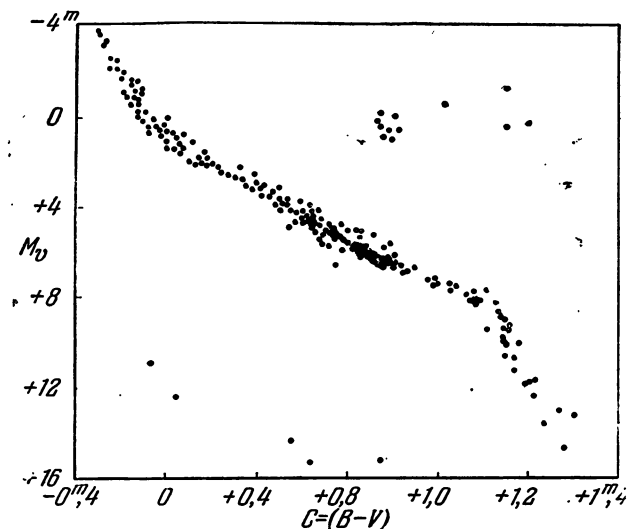


Рис. 11.

но в новых координатах:  $M_v$ ,  $(B - V)$  и  $M_v$ ,  $(U - B)$  по данным В. Моргана и Г. Джонсона (1952—1953). Цвета  $(B - V)$  и  $(U - B)$  определяются фотоэлектрически и очень точно, что нельзя сказать о спектральных классах HR-диаграммы в  $M_v$ , Sp-координатах. Естественно, что цвета  $(B - V)$  и  $(U - B)$  хорошо коррелируются с температурой. Вид зависимости  $(B - V)$  и  $(U - B)$  цветов, ее нелинейность и немонотонность, проявляется в существенном различии вида HR-диаграмм звезд главной последовательности при нанесении по оси абсцисс цветов

$(B - V)$  или же  $(U - B)$ . Цвета  $(B - V)$  и спектральные классы звезд заданной светимости связаны, наоборот, монотонной зависимостью, и поэтому они употребляются чаще, чем цвета  $(U - B)$ . К сожалению, на цвета  $(B - V)$ ,

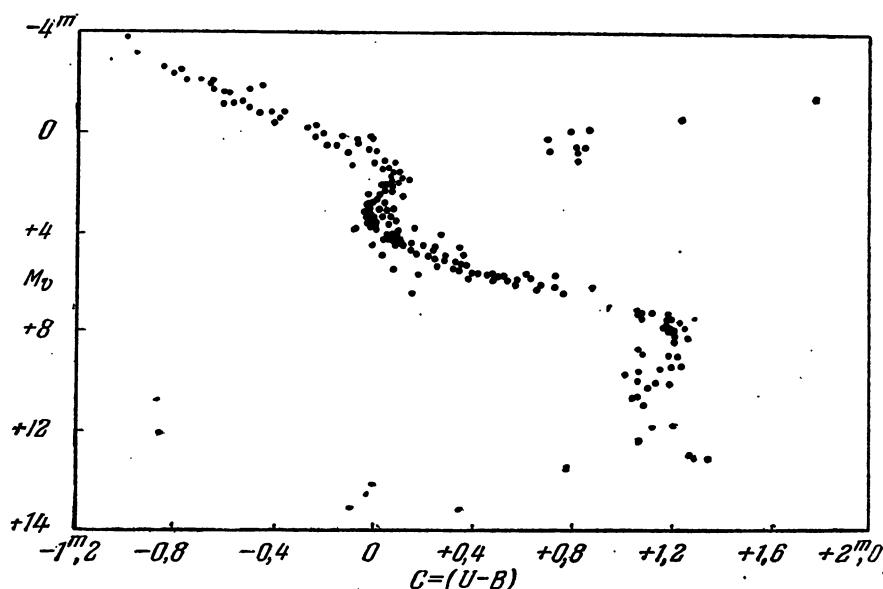


Рис. 12.

как и на любые другие, влияет межзвездное поглощение. Однако В. В. Морган и Г. Л. Джонсон обошли это затруднение следующим образом. Пусть  $(B - V)_0$ ,  $(U - B)_0$  — истинные цвета, а  $(B - V)$ ,  $(U - B)$  — наблюдаемые.

Пусть, далее,  $E_{B-V}$  и  $E_{U-B}$  — соответствующие избытки цвета. Следовательно, можно написать:

$$\left. \begin{aligned} (B-V) &= (B-V)_0 + E_{B-V}, \\ (U-B) &= (U-B)_0 + E_{U-B}. \end{aligned} \right\} \quad (106)$$

Можно считать, согласно авторам, что для звезд спектральных классов O—B

$$\frac{E_{U-B}}{E_{B-V}} = \text{const} = 0,72 \pm 0,03.$$

Введем величину

$$Q = (U-B) - \frac{E_{U-B}}{E_{B-V}} (B-V) = (U-B)_0 - \frac{E_{U-B}}{E_{B-V}} (B-V)_0. \quad (107)$$

Если отношение  $\frac{E_{U-B}}{E_{B-V}}$  не зависит от межзвездного поглощения, то и  $Q$  от него не зависит тоже. С изменением спектрального класса (O5, B0, B5, A0) величина  $Q$  изменяется от  $-0,93$ ,  $-0,90$ ,  $-0,44$  до  $0,00$ . Следовательно,  $Q$  служит хорошим критерием спектрального класса по параметрам континуума звезды, измеренного с помощью сравнительно широких светофильтров в комбинации с фотомножителями.

Можно написать, что истинный цвет на основании определенных значений  $Q(\text{Sp})$  в зависимости от спектрального класса есть

$$(B-V)_0 = -0,09 + 0,337Q(\text{Sp}). \quad (108)$$

Следовательно, избыток цвета будет

$$\begin{aligned} E_{B-V} &= (B-V) - (B-V)_0 = \\ &= (B-V) - 0,337Q + 0,009. \end{aligned} \quad (109)$$

Таким образом, по наблюдаемым цветам звезд O6—A0 можно изучать избытки цвета, т. е. галактическое поглощение\*).

В дополнение к обзору абсолютных величин звезд на

рис. 13 мы показываем дисперсию абсолютных величин звезд разных спектральных классов (в системе HD) до видимой величины  $6^m$ .

§ 7. Дополнение к спектральной классификации холодных звезд. Критерии МК-классификации. В классификации HD, изложенной в т. I этого курса, введена последовательность спектральных классов холодных звезд M,

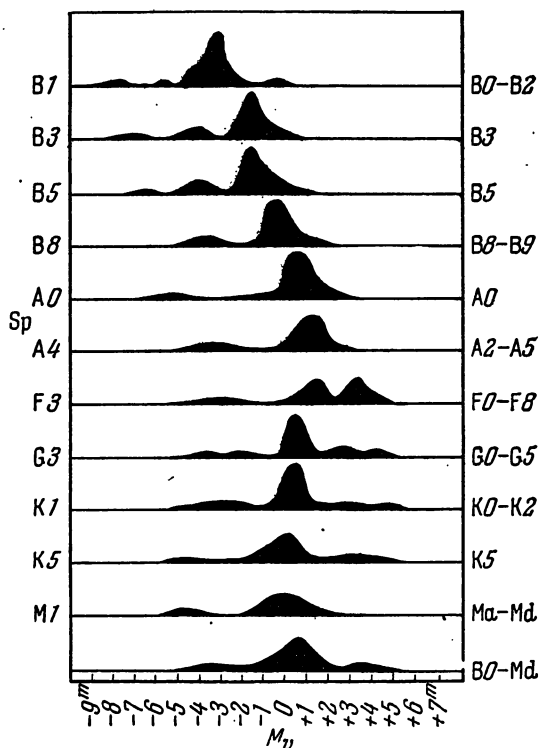


Рис. 13.

\*) При этом мы встречаемся с некоторой трудностью из-за прогрессивного роста эффективных длин волн колориметрической системы с переходом к звездам, удаленным на большие расстояния и в большей степени подверженным искажающему влиянию межзвездного поглощения (В. Б. Никонов, 1953 и др.).

S и R, N. Первый класс характеризуется наличием полос TiO, второй — ZrO и два последних — соединениями углерода CH, C<sub>2</sub>, C<sub>3</sub>, CN и др. В настоящее время классы R, N объединены в один температурный класс C от C0 до C9. Он характеризуется наличием полос: 1) C<sub>2</sub> (Свана) A<sup>3</sup>Π<sub>g</sub> — X<sup>3</sup>Π<sub>u</sub> (0,2), (0,1), (0,0), (1,0) и (2,0) в областях 6191, 5636, 5165, 4737, 4383 Å, включающих соответственно 6, 5, 3, 4 и 3 главные полосы; 2) циана CN B<sup>2</sup>Σ — X<sup>2</sup>Σ последовательностей —2, 1, 0, 1 с головами 4606, 4216, 3883 и 3590 Å и т. д. Старые гарвардские HD-классы R0, R3 и R5 примерно соответствуют новым C1, C2, C4. Для старого HD-класса N такого соответствия нет. Например, очень холодная звезда WZ Cas (с линией Li I 6708 Å!) по старой классификации относилась к N1 (HD), а по новой — к C9 (МК). Согласно Ф. Кинану и В. Моргану (1951) эффективные температуры T<sub>e</sub> подклассов C-класса изменяются от 4500° (C0) и до 3450° (C5), что видно из табл. 15. В этой же таблице указаны температуры T<sub>v</sub>, полученные по вибрационным полосам CN (Р. Буиге, 1954), и спектральные классы G — M по температурам T<sub>e</sub>, соответствующие классам C0 — C7. Интересно, что полусумма интенсивностей линий D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub> Na I хорошо коррелируется с подклассами спектров C: она возрастает монотонно от C0 к C9.

Таблица 15

| T <sub>v</sub> *) | T <sub>e</sub> | Класс C **) | Класс HD<br>(той же T <sub>e</sub> ) |
|-------------------|----------------|-------------|--------------------------------------|
| 4100              | 4500° K        | C0          | G4—G6                                |
| —                 | 4300           | C1          | G7—G8                                |
| 3500              | 4100           | C2          | G9—K0                                |
| —                 | 3900           | C3          | K1—K2                                |
| 2900              | 3650           | C4          | K3—K4                                |
| —                 | 3450           | C5          | K5—M0                                |
| 2300              | —              | C6          | M1—M2                                |
| —                 | —              | C7          | M3—M4                                |
| 2100              | —              | C8          | —                                    |

\*) R. Bouigué, Ann. d'Astrophys. 17, 35, 1954.

\*\*) W. W. Morgan, Ph. C. Keenan, ApJ 94, 501, 1941.

Кроме сказанного следует иметь в виду, что в настоящее время гарвардская HD-классификация употребляется все реже и реже. Эту линейную классификацию сменила уже упоминавшаяся нами двумерная (Sp, M<sub>v</sub>) классификация, обозначенная через сочетание букв «МКК» и изложенная при публикации «Атласа звездных спектров» В. Моргана, Ф. Кинана и Э. Кольмана (1943). В дальнейшем она подверглась уточнению в результате работ коллектива йеркских и др. астрономов (В. Морган, Г. Джонсон, В. Байделман, Н. Роман и др.) и была кратко обозначена для O5—M2 спектральных классов через сочетание букв «МК». Введенные классы светимости Ia, Ib, II, III, IV, V уже упоминались нами. В связи с тем, что эта классификация спектров звезд неразрывно связана со светимостями и не изложена в т. I, мы приводим здесь ее основные критерии для определения спектрального класса и светимости. Они рассчитаны на невысокую дисперсию спектрографа для того, чтобы были доступны звезды всех подклассов. Основные (приближенные) критерии МК-классификации даны в табл. 16. В основном используется отношение интенсивностей линий и бленд (Bl). Целый ряд объектов не

Таблица 16\*)

| Критерии                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Класс спектра                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             | Класс светимости                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |
| $\left. \begin{array}{l} \text{O5} \\ \text{O9} \end{array} \right\} \text{отношение } \frac{\text{He II } 4541}{\text{He I } 4471}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{B0} \\ \text{B0,5} \\ \text{B1} \end{array} \right\} \frac{\text{Si III } 4552}{\text{Si IV } 4089} \left\{ \begin{array}{l} <1 \\ =1 \\ >1 \end{array} \right.$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | $\left. \begin{array}{l} \text{C III } 4068 \\ \text{Si IV } 4089 \end{array} \right\} \frac{\text{Si IV} + \text{He I } 4119}{\text{He I } 4144}, \frac{\text{He I } 4387}{\text{He II } 4541}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{He II } 4686 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \text{N II } 3995 \\ \text{He I } 4009 \end{array} \right. \frac{\text{He I } 4144}{\text{He I } 4121}$<br>$\frac{\text{O II } 4416}{\text{He I } 4144 \text{ или He I } 4387}$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          |
| $\left. \begin{array}{l} \text{B2} \\ \text{B3} \\ \text{B5} \\ \text{B8} \end{array} \right\} \frac{\text{Si II}}{\text{He I}} \left\{ \begin{array}{l} \text{Si II } 4128 \\ \text{He I } 4121 \\ \text{Si II } 4128 \\ \text{He I } 4144 \end{array} \right.$<br>$\text{B9 } \frac{\text{Ca II K}}{\text{He I}} \frac{\text{He I } 4471}{\text{Mg II } 4481} <1$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{A0} \\ \text{A1} \\ \text{A2} \end{array} \right\} \text{линии He I слабые, Fe есть}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{A1} \\ \text{A2} \end{array} \right\} \frac{\text{Fe I, Ca I, Mn I}}{\text{Mg II } 4481} \left\{ \begin{array}{l} \text{Fe I } 4385 \\ \text{Mn I } 4032 \text{ B1} \end{array} \right.$<br>$\text{A3 } \frac{\text{B1 } 4032}{\text{B1 } 4130}, \frac{\text{B1 } 4300}{\text{Fe I } 4385}$ | $\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{He II } 4686 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \text{N II } 3995 \\ \text{He I } 4009 \end{array} \right. \frac{\text{He I } 4144}{\text{He I } 4121}$<br>$\frac{\text{O II } 4416}{\text{He I } 4144 \text{ или He I } 4387}$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              |
| $\left. \begin{array}{l} \text{A5} \\ \text{A7} \\ \text{F0} \\ \text{F2} \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4030-4034}{\text{B1 } 4128-4132}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{F5} \\ \text{F6} \\ \text{F8} \end{array} \right\} \frac{\text{Fe I или Ca I}}{\text{H}_\delta \text{ или H}_\gamma}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{G0} \\ \text{G2} \\ \text{G5} \\ \text{G8} \end{array} \right\} \frac{\text{Mn I } 4030}{\text{CH } 4300}$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    | $\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{Mg II } 4481 \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4416}{\text{Mg II } 4481} \frac{\text{B1 } 4416}{\text{CH } 4300}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{Ca I } 4226 \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4172}{\text{Ca I } 4226} \frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Fe I } 4045}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{Ca I } 4226 \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4171-4173}{\text{Ca I } 4226} \frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4226; \text{H}_\gamma}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{Ca I } 4226 \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4171-4173}{\text{Ca I } 4226} \frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4226; \text{H}_\gamma}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{Ca I } 4226 \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4171-4173}{\text{Ca I } 4226} \frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4226; \text{H}_\gamma}$ |
| $\text{K0 } \frac{\text{B1 } 4290}{\text{CH } 4300}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{K2} \\ \text{K3} \\ \text{K5} \end{array} \right\} \frac{\text{Ca I } 4226}{\text{Fe I } 4325} \frac{\text{B1 } 4290}{\text{CH } 4300}$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | $\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{Ca I } 4226 \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4172}{\text{Ca I } 4226} \frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Fe I } 4045}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{Ca I } 4226 \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4171-4173}{\text{Ca I } 4226} \frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4226; \text{H}_\gamma}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{Ca I } 4226 \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4171-4173}{\text{Ca I } 4226} \frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4226; \text{H}_\gamma}$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |
| $\text{M } \left\{ \text{Полосы TiO} \right.$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             | $\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{Ca I } 4226 \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4172}{\text{Ca I } 4226} \frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Fe I } 4045}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{Ca I } 4226 \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4171-4173}{\text{Ca I } 4226} \frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4226; \text{H}_\gamma}$<br>$\left. \begin{array}{l} \text{B1} \\ \text{Ca I } 4226 \end{array} \right\} \frac{\text{B1 } 4171-4173}{\text{Ca I } 4226} \frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4226; \text{H}_\gamma}$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |

\*) 1) Форма J. C. Pecker'a, E. Schatzman'a. См. также:

2) МКК-система: W. W. Morgan, P. C. Keenan, E. Kollman: «Atlas of Stellar spectra, with an outline of spectral classification», Chicago, 1943.

3) МК-система: W. W. Morgan, H. L. Johnson: ApJ 117, 313, 1953; Ch. Fehrenbach: «Les classifications spectrales des étoiles normales», Hd. d. Ph. Bd. I, 1-92, 1958.

4) В таблице B1—бленды (наложение линий), а в отношениях даны длины волн в ангстремах.

удовлетворяет этим критериям, в частности звезды WR, ML — с усиленными линиями металлов, с большими скоростями движения, сферической составляющей Галактики, с особыми спектрами и т. д.

Таблица 17\*)

| Sp (МК) | Поправка (в десятичных долях класса) | Sp (МК) | Поправка (в десятичных долях класса) | Sp (МК) | Поправка (в десятичных долях класса) |
|---------|--------------------------------------|---------|--------------------------------------|---------|--------------------------------------|
| O6      | +0,6                                 | A0      | 0,0                                  | G0      | -0,4                                 |
| O8      | +0,2                                 | A2      | -0,4                                 | G2      | -0,8                                 |
| O9      | +0,2                                 | A3      | -0,7                                 | G5      | -0,6                                 |
| B0      | +0,1                                 | A5      | -0,2                                 |         |                                      |
| B1      | 0,1                                  | A5      | -0,5                                 | K0      | 0,0                                  |
| B2      | +0,3                                 | F0      | -0,3                                 | K3      | -1,2                                 |
| B3      | 0,0                                  | F2      | -0,5                                 | K5      | 0,0                                  |
| B4      | -0,1                                 | F5      | -0,1                                 | K8      | 0,0                                  |
| B5      | -0,1                                 | F8      | +0,4                                 | M0      | +0,5                                 |
| B8      | -0,2                                 |         |                                      |         |                                      |

\*) См. аналогичную таблицу 13 (приближенную).

В табл. 17 мы приводим поправки (по кривой регрессии) для перехода от спектральных классов в системе МК к системе HD. Мы видим, что в первом приближении наблюдается линейная зависимость.

В последние годы развиваются упоминавшиеся выше фотометрические методы (интегральной колориметрии) определения спектральных классов и светимостей по узким участкам континуумов спектров звезд и, в частности, по данным фотоэлектрии. Некоторым видоизменением этих методов является способ определения спектральных классов по цветам звезд и т. д.

Развиваются методы двумерной спектральной классификации при низких дисперсиях призмных камер — порядка сотен ангстрем на миллиметр (обсерватории Уорнер-Суэйзи и Гарвардская в США, Крымская и Абастуманская в СССР и др.) и даже при сверхнизких — порядка десятков тысяч ангстрем на миллиметр (Йерксская обсерватория в США и Пулковская в СССР).

В заключение обзора проблемы определения абсолютных величин звезд отметим, что высокоточное определение спектроскопических параллаксов звезд по линиям лимитируется только возможностью получения щелевых спектров звезд с дисперсией 10—40 Å/мм. Для 5-м телескопа этим пределом при часовой выдержке является 12—14-я звездная величина, а при большей выдержке — слабее. Однако при этом не следует забывать, что надобность в тригонометрических параллаксах и их уточнении сохраняется и даже усиливается. Это обусловлено тем, что любой астрофизический способ в конечном итоге сводится к калибровке спектроскопических параллаксов по тригонометрическим (для близких звезд).

## ГЛАВА II

### МАССЫ ЗВЕЗД

§ 8. Общие положения. В настоящее время известны звезды с массами от 0,008 до 400 солнечных масс, но чаще встречаются звезды с массами от 0,4 до 4,0 массы Солнца. В связи с этим напомним, что масса Юпитера равна  $0,00096 M_{\odot} \approx 0,001 M_{\odot}$ . Сведения о массах звезд мы получаем почти исключительно путем изучения двойных и кратных систем. Особенно надежные результаты получаются по визуально-двойным звездам. Эти интересные объекты действительно исторически изучались визуально, а сейчас изучаются фотографически и интерферометрически.

Однако, к сожалению, изучая системы визуально-двойных звезд, мы получаем сведения только о звездах средней и умеренной светимости и средних масс, ибо именно такие звезды чаще всего наблюдаются в этих системах. Кроме того, это в основном звезды поздних спектральных классов. Изучая же спектрально-двойные звезды, мы получаем сведения об объектах большой и средней светимости и массы. Кроме того, в системах затменно-переменных типа Алголя наблюдаются вторичные компоненты, которые на диаграмме Герцшпрунга — Рессела занимают место выше главной последовательности и ниже ветви гигантов. Это очень интересные объекты, названные *субгигантами*. Главные компоненты этих систем являются нормальными звездами главной последовательности. Кроме того, при изучении затменных звезд мы встречаемся с типом W UMa — тесными системами спектральных классов A — K, массы которых являются аномальными.

Подробные формулы для получения масс компонентов двойных звезд выводятся в § 11. Здесь же мы коснемся этого вопроса только кратко.

В гл. I была приведена формула (95)

$$M_1 + M_2 = \frac{a^3}{P^2},$$

в которой расстояние между компонентами  $a$  выражено в астрономических единицах. Из измерения двойных звезд мы получаем  $a$  не в астрономических единицах, а в секундах дуги ( $a''$ ). Но если  $r$  — расстояние, то  $a/r = a'' \cdot \sin 1''$ , т. е.  $a'' = \frac{a \text{ (a. e.)}}{r \text{ (a. e.)} \cdot \sin 1''} = \frac{a \text{ (a. e.)}}{r \text{ (nc)}} = a \text{ (a. e.)} p$ . Следовательно, если известен параллакс, то

$$M_1 + M_2 = \frac{(a'')^3}{P^2 (p'')^3}. \quad (1)$$

Обычно это значение суммы масс близко к 2. Из предыдущего известно, что в случае, когда известна относительная орбита, т. е. когда положение спутника определяется относительно главного компонента системы, мы получаем только сумму масс. В случае абсолютной орбиты  $a = a_1 + a_2$  и мы имеем:

$$a_1 \cdot M_1 = a_2 \cdot M_2. \quad (2)$$

Кроме того,

$$a_1 \frac{M_1}{M_{\odot}} = a_2 \frac{M_2}{M_{\odot}}. \quad (3)$$

Этот случай соответствует абсолютной орбите, когда путем наблюдения компонентов относительно фона звезд мы изучаем их движения относительно центра тяжести системы.

Для спектрально-двойных звезд мы получаем значение  $a$  не в секундах дуги, а в километрах. Однако  $a$  входит в формулы вместе с синусом наклона  $\sin i$ . Наклонность  $i$  известна только тогда, когда система является одновременно затменно-переменной (при этом в большинстве случаев  $\sin i \approx 1$ ).

Вообще же для спектрально-двойных звезд мы имеем:

$$(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2) \sin^3 i = \frac{(a_1 \sin i + a_2 \sin i)^3}{P^2} \quad (4)$$

и, кроме того,

$$(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2) \sin^3 i = \frac{P(1-e^2)^{3/2}}{4G\pi^3} [(\alpha_1 + \beta_1) + (\alpha_2 + \beta_2)], \quad (5)$$

$$\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2} = \frac{a_2}{a_1} = \frac{\alpha_2 + \beta_2}{\alpha_1 + \beta_1}. \quad (6)$$

Здесь  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  — экстремальные значения лучевых скоростей компонентов на кривой скорость — фаза.

Из уравнений (5) и (6) получаем индивидуальные массы, если только  $i$  известно и если измерены кривые скоростей обоих компонентов спектрально-двойной (с раздваивающимися спектральными линиями). В этом случае  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  вычисляются по максимумам, а  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — по минимумам кривых лучевых скоростей 1-го и 2-го компонентов. Например, для звезды  $\eta$  Her  $P=2^d, 051$ ,  $e=0,05$  (эксцентриситет). Звезда является спектрально-и одновременно затменно-двойной (поэтому  $\sin i \approx 1$ ). Для нее  $\alpha_1=65$ ,  $\alpha_2=240$ ,  $\beta_1=125$ ,  $\beta_2=300$  км/сек и поэтому из предыдущих формул  $\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 = 11,6$ ,  $\mathfrak{M}_1 = 8,6$  и  $\mathfrak{M}_2 = 3,0$ . По соотношению же масса — светимость с радиусами 5,28 и 3,67  $R_\odot$  и спектрами В3 и F0 было получено 6,18 и 2,48.

Для спектрально-двойных звезд с одиночным спектром мы в состоянии определить только функцию масс (имеющую размерность массы, если массы абсолютные, а не относительные)  $\frac{\mathfrak{M}_1^3 \sin i}{(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2)^3}$ . В тех случаях, когда  $i$  неизвестно,

можно вычислить только нижнюю границу масс. Однако если изучено большое количество двойных систем и если все наклоны орбит равновероятны, то в интервале  $di$  их количество составляет  $\sim 2\pi \sin i \cdot di$  и в среднем  $\sin^3 i =$

$$= \frac{\int_0^{\pi/2} 2\pi \sin^4 i \cdot di}{\int_0^{\pi/2} 2\pi \sin i \cdot di} = \frac{3}{16} \pi = 0,59. \text{ Обычно принимается несколько большее значение}$$

(2/3), ибо пары с небольшими значениями  $i$  имеют ничтожные сдвиги линий и обычно не открываются (из-за влияния ошибок наблюдения).

Изучение спектрально- и затменно-двойных звезд производится спектроскопически и фотометрически. Измерение же визуально-двойных звезд производится на экваториале с микрометром, на меридианных инструментах, на интерферометрах или же по фотографическим негативам. При обработке наблюдений и измерений условные уравнения для измеренных прямоугольных координат (геоцентрической орбиты) будут:

$$\begin{aligned} X &= c_x + \mu_x t + \pi \cdot P_\alpha, \\ Y &= c_y + \mu_y t + \pi \cdot P_\delta. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $c_x$  и  $c_y$  — гелиоцентрические положения в нулевую эпоху, например 1950,0,  $\mu_x$  и  $\mu_y$  — годовые собственные движения,  $t$  — время в годах от

нулевой эпохи,  $\pi$  — относительный параллакс,  $P_\alpha$  — функция радиуса вектора земной орбиты (в а. е.) и прямого восхождения с редукцией к большому кругу и  $P_\delta$  — функция радиуса-вектора земной орбиты, прямого восхождения и склонения ( $P_\alpha$  и  $P_\delta$  — факторы параллакса). Последние данные приведены в табл. 1 по сводке П. ван де Кампа (Hd. d. Ph. L. стр. 208, 1958)

Таблица 1

| Звезда              | $\alpha''$ | $P$<br>(годы) | $p''$               | $M_1 + M_2$ | $M_1$ | $M_2$ | $Sp_1$  | $Sp_2$ | $M_b$       |              |
|---------------------|------------|---------------|---------------------|-------------|-------|-------|---------|--------|-------------|--------------|
|                     |            |               |                     |             |       |       |         |        | 1           | 2            |
| $\eta$ Cas          | 11,99      | 480,0         | 0,170               | 1,52        | 0,94  | 0,58  | G0V     | K5+    | $m$<br>4,54 | $m$<br>+7,51 |
| $\alpha^2$ Eri B, C | 6,894      | 247,92        | 0,201               | 0,66        | 0,45  | 0,21  | B9      | M5e    | 10,26       | 9,5          |
| Ross 614A, B        | 0,98       | 16,5          | 0,251               | 0,22        | 0,14  | 0,08  | dM6+    | —      | 9,9         | 11,9         |
| Сириус              | 7,62       | 49,94         | 0,379               | 3,26        | 2,28  | 0,98  | A1V     | A5     | 0,80        | 11,22        |
| Процион             | 4,55       | 40,65         | 0,287               | 2,41        | 1,76  | 0,65  | F5 IV—V | —      | 2,59        | 12,62        |
| $\alpha$ Cen A, B   | 17,655     | 80,09         | 0,760               | 1,96        | 1,08  | 0,88  | G4      | K1     | 4,40        | 5,65         |
| $\xi$ Boo           | 4,884      | 149,95        | 0,148               | 1,60        | 0,85  | 0,75  | G8V     | K5     | 5,41        | 6,70         |
| $\zeta$ Her         | 1,35       | 34,42         | 0,104               | 1,85        | 1,07  | 0,78  | G0IV    | dK0    | 2,94        | 5,52         |
| Fu 46               | 0,71       | 13,12         | 0,155               | 0,56        | 0,31  | 0,25  | M4      | M4     | 8,26        | 8,64         |
| 70 Oph              | 4,551      | 87,85         | 0,199               | 1,55        | 0,90  | 0,65  | K0V     | K4     | 5,56        | 6,85         |
| Krü 60              | 2,412      | 44,6          | 0,253               | 4,36        | 0,272 | 0,164 | dM4     | dM6    | 9,11        | 9,97         |
| 85 Peg              | 0,83       | 26,27         | 0,080               | 1,62        | 0,82  | 0,80  | G2V     | —      | 5,26        | 7,18         |
| Солнце              | —          | —             | $0,2063 \cdot 10^6$ | —           | 1     | —     | G2V     | —      | 4,62        | —            |

для 12 визуальных пар с очень хорошо известными элементами орбиты, отношениями масс, параллаксами, блеском и спектром. Очень важные сведения можно получить, сочетая спектроскопические и фотометрические наблюдения с астрометрическими (Г. Олден, 1946 и др.). Такие случаи представляются при изучении  $\alpha$ UMi,  $\eta$ Peg A, 58 Peg и особенно Проциона (К. Стрэнд, 1951). Изучен также Алголь с компонентами А, В, С. В данном случае компоненты А и В составляют затменно-двойную систему ( $P_{A,B} = 2^d$ , 867). Период, связанный с движением компонента С,  $P_C = 1,873$  года (найден спектроскопически). Полуось орбиты (П. ван де Камп, 1951, и др.)  $a = 0'',015 = 0,35$  а. е. измерена астрофотографически относительно фотоцентров АВ и С. При массе  $M(A+B) = 6M_\odot$   $M(C) = 1,45 M_\odot$  (при  $i = 63^\circ$ ).

Из других затменно-переменных изучаются VV Ser и  $\epsilon$  Aur (П. ван де Камп, 1958). Интересно астрометрическое и астрофотографическое изучение темных (невидимых) звездных спутников малой массы: компонент Ross 614 В, компонент L 726 = 8, компонент 61 Cyg и др. с массами 0,08, 0,04 0,008  $M_\odot$  (К. Стрэнд, А. Н. Дейч и др.). В последнем случае мы уже близко подходим к массе Юпитера 0,00096  $M_\odot$ . Следовательно, границы масс звезд и планет сближаются. Вероятно, в космосе существуют планеты с большими, а звезды с меньшими, чем сейчас известны, массами (до теоретических пределов).

§ 9. Определение масс по красному смещению. В настоящее время имеется достаточно точный наблюдательный материал для измерения по спектрам красных смещений или сдвигов линий, предсказанных общей теорией относительности. По этим данным измерений можно вычислить массу отдельных звезд. Вылетая из звезды с массой  $M$  и гравитационным потенциалом  $\Phi = G \frac{M}{R}$  в межзвездное пространство со скоростью  $c$ , квант света  $h\nu_0$  с мас-

сой \*)  $m_{\text{кв}} = \frac{h\nu_0}{c^2}$  затрачивает энергию (производит работу), равную его потен-

\*) Инерциальная масса кванта света определяется из формулы  $\epsilon_{\text{кв}} = h\nu_0 = m_{\text{кв}} \cdot c^2$ .

т. е.  $m_{\text{кв}} = \frac{h\nu_0}{c^2}$ .



циальной энергии  $h\nu_0 - h\nu = G \frac{m_{\text{кв}} \mathfrak{M}}{R} = \Phi \frac{h\nu_0}{c^2}$ . Энергия  $\Phi \frac{h\nu_0}{c^2}$  теряется, рассеивается в пространство, и поэтому наблюдаемый квант энергии будет  $h\nu = h\nu_0 - \Phi \frac{h\nu_0}{c^2}$ . Отсюда  $\nu_0 - \nu = \frac{\Phi \cdot \nu}{c^2}$  или же  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Phi}{c^2} = G \frac{\mathfrak{M}}{Rc^2}$ . Выражая  $\mathfrak{M}$  и  $R$  в солнечных единицах, получим  $\Delta\lambda = \Delta\lambda_{\odot} \frac{\mathfrak{M}}{R}$  и

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2,115 \cdot 10^{-6} \frac{\mathfrak{M}}{R}. \quad (8)$$

Выражая сдвиг через скорость, получим:

$$\Delta\nu = 0,635 \frac{\mathfrak{M}}{R} \frac{\text{км}}{\text{сек}}. \quad (9)$$

Поскольку гравитационный потенциал на поверхности Земли значительно меньше, чем на поверхности звезды, может наблюдаться явление красного смещения. Формулой (9) можно пользоваться непосредственно. Но для индивидуальных звезд результаты получаются не очень надежные. Исключение составляют белые карлики и массивные О-звезды. В связи с этим К. Ф. Боттингер в 1931 г. использовал лучевые скорости 286 В-звезд, имеющих небольшие пекулярные скорости. Он вычел из них солнечное движение и галактическое вращение и получил групповые значения  $\frac{\mathfrak{M}}{R}$ . Вычислив значения  $R$  по светимостям и температурам, он получил массы  $\mathfrak{M} = 78 \div 1200$ . Позднее К. Лундмарк установил, что массы, вычисленные таким образом, коррелируются со светимостями. Точнее то же можно сделать по кратным системам и звездам галактических скоплений классов О большой светимости и массы. Именно это сделал Р. Тремплер в 1935 г. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

| Скопление | Число измеренных звезд | Красное смещение, исправленное за опорные звезды | $\frac{\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_{\odot}}{R/R_{\odot}}$ | Sp   | $T \cdot 10^{-4}$<br>°K | $M_{pg}$ | $R/R_{\odot}$ | $\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_{\odot}$ | $\frac{q}{q_{\odot}}$ |
|-----------|------------------------|--------------------------------------------------|---------------------------------------------------------|------|-------------------------|----------|---------------|-------------------------------------|-----------------------|
| NGC 2244  | 15                     | +7,9                                             | 12,5                                                    | O6   | 4,2                     | -4,4     | 6,8           | 8,5                                 | 0,27                  |
|           | 8                      | 8,5                                              | 13,4                                                    | O9   | 2,85                    | -4,1     | 7,1           | 90                                  | 0,25                  |
| NGC 2264  | 60                     | 14,6                                             | 23,0                                                    | O7   | 3,62                    | -4,7     | 7,8           | 180                                 | 0,38                  |
| NGC 2362  | 1                      | 9,9                                              | 15,6                                                    | O8,5 | 3,02                    | -6,4     | 19,5          | 300                                 | 0,04                  |
| NGC 6871  | 2                      | 9,4                                              | 14,8                                                    | O9w  | 2,85                    | -5,7     | 14,8          | 220                                 | 0,07                  |
|           | 5                      | 15,4                                             | 24,0                                                    | B0   | 2,60                    | -5,4     | 14,1          | 340                                 | 0,12                  |
| NGC 7380  | 1                      | +5,4                                             | 8,5                                                     | B9   | 2,85                    | -4,6     | 8,9           | 75                                  | 0,11                  |

Радиусы и плотности  $q/q_{\odot}$  оценены по светимостям и температурам. Большие сдвиги линий, порядка 20 км/сек, следует ожидать в спектрах белых и др. карликов [их обозначают DB, DA, DF и т. д. или wdB, wdA, wdF ...; иначе В VIIa, А VIIa, FVIIa (с ядерными источниками энергии) и BVIIb, AVIIb, FVIIb (без ядерных источников энергии)]. Действительно, например, по Д. Попперу (1954) для белого карлика 40 Eri В спектрального класса DA, класса светимости VII ( $M_v = +11^m, 0$ ), с параллаксом  $p'' = 0'', 200$ , цветом  $(B - V) = +0^m, 03$  и  $(U - B) = -0^m, 70$  сдвиг линий в красный конец составляет  $(+21 \pm 4)$  км/сек. Это соответствует  $\frac{\mathfrak{M}}{R} = 33,1$ . При  $R = 0,0132$  (Д. Гринстейн, 1958) это дает  $\mathfrak{M} = 0,44$ .

Массы трех белых карликов, входящих в двойные системы, определяются непосредственно, а именно:  $\alpha$  CMa В,  $\mathfrak{M} = 0,98$ ,  $\alpha$  CMi В,  $\mathfrak{M} = 0,4$ , 40 Eri В,

$M=0.44$ . Масса  $M=0.41$  для последнего была также оценена Н. М. Артюхиной (1948) по данным наблюдений (после улучшения орбиты). Это звезды малых масс. Наоборот, звезды класса О в скоплениях (Р. Тремплер) имеют  $M \approx 300$ , т. е. большие массы. Правда, реальность столь больших масс

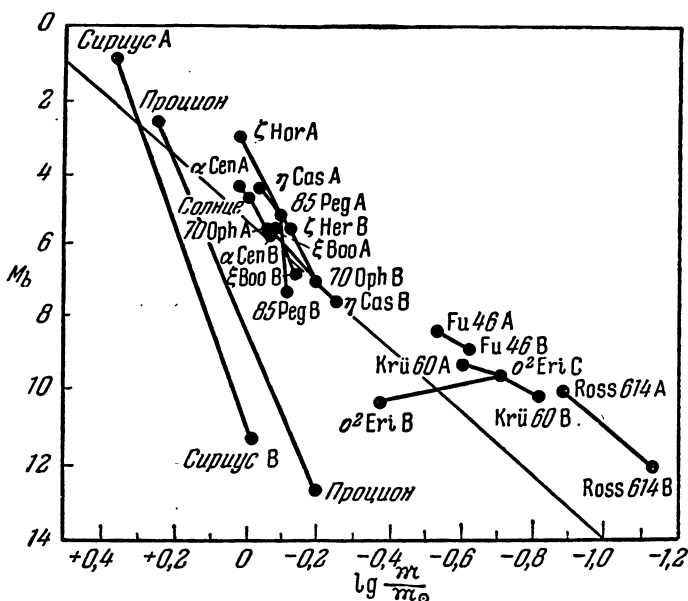


Рис. 14.

звезд в скоплениях еще недостаточно обоснована. На рис. 14 по данным табл. 16 главы I изображена зависимость болометрических светимостей и логарифмов масс звезд. Дисперсия, как видно из рисунка, велика. На рис. 15 соотношение масс и светимостей показано по всем имевшимся в 1940 г. данным, собранным в обширной работе и каталоге Г. Рессела и Ш. Мур. Использованы данные по визуально-, спектроскопически и затменно-двойным, а также и некоторые другие. Мы видим, что эта зависимость в шкале  $M_b$  и  $\lg M$  практически представляется прямой:  $M_b = -8,5 \lg M + 0,63$  или иначе  $L \sim M^{3,4}$ , т. е. практически  $L \sim M^{10/3}$ . Уточнение дало  $L \sim M^{3,82}$ . Еще ранее, в 1936 г., П. П. Паренного получил  $\lg M = 0,488 - 0,1009 M_b + 0,0053 M_b^2 - 0,00066 M_b^3 \approx 0,590 - 0,1194 M_b$ , т. е. приближенно также  $L \sim M^{10/3}$ . Это знаменитое соотношение «масса — светимость». Оно было установлено впервые Э. Герцшпрунгом в 1919 г. и затем В. Адамсом, А. Джоем, а также А. Эддингтоном, показавшим важность соотношения для изучения внутреннего строения звезд. В 1940 г. Рессел и Мур получили, что  $\lg M = -0,1048 (M_b - 5,23)$  или же  $\lg L = 3,82 \lg M - 0,24$ . (Напомним, что здесь и далее все массы выражены в единицах массы Солнца.)

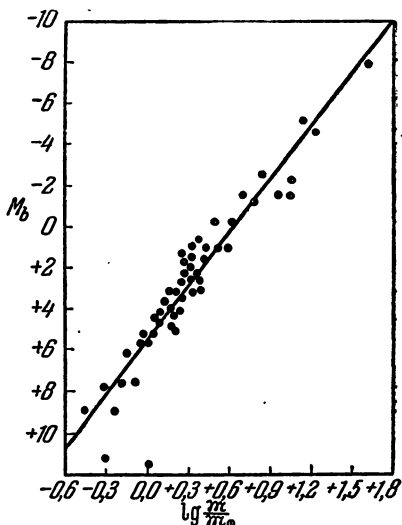


Рис. 15.

В связи со всем сказанным выше необходимо отметить, что для звезд было обнаружено также соотношение между массой и пекулярной лучевой скоростью  $V_p$ , а именно:  $M V_p^2 \approx \text{const}$ . К сожалению, в Галактике это соотношение если и оправдывается, то только весьма приближенно. Оно получено для «звездного газа» по аналогии с движениями молекул и атомов газа.

§ 10. Соотношение масса—светимость. Вопросу соотношения масса — светимость были посвящены, в частности, работы А. Г. Масевич и П. П. Паренаго (1951). Они установили по данным наблюдений, что более общим оказывается соотношение «масса — светимость — радиус» и что единой такой зависимости для всех звезд разных классов и последовательностей, вместе взятых, не существует. Указанную зависимость можно записать так:

$$\lg L = x + y \lg M + z \lg R. \quad (10)$$

Значения величин  $x$ ,  $y$ ,  $z$  были затабулированы и оказались разными для разных последовательностей, как это видно из табл. 3, в которой также приведена ошибка, или дисперсия  $\sigma_M$ .

Таблица 3

| Последовательность              | Число уравнений     | $x$                                                  | $y$                                               | $z$                                               | $\sigma_M$                     |
|---------------------------------|---------------------|------------------------------------------------------|---------------------------------------------------|---------------------------------------------------|--------------------------------|
| Главная последовательность      | 19 средних значений | $-0,05 \pm 0,08$<br>$+0,05 \ 0,09$<br>$-0,10 \ 0,10$ | $+1,98 \pm 0,60$<br>$+3,92 \ 0,17$<br>$- \quad -$ | $+2,64 \pm 0,80$<br>$- \quad -$<br>$+5,19 \ 0,23$ | $\pm 0,56$<br>$0,69$<br>$0,71$ |
| Главная последовательность      | 13 средних значений | $-0,37 \ 0,06$<br>$-0,39 \ 0,06$<br>$-0,37 \ 0,08$   | $+1,79 \ 0,17$<br>$+2,29 \ 0,17$<br>$- \quad -$   | $+1,06 \ 1,06$<br>$- \quad -$<br>$+4,49 \ 0,48$   | $0,36$<br>$0,37$<br>$0,51$     |
| Выше главной последовательности | 5 средних значений  | $-0,65 \ 0,08$<br>$-0,18 \ 0,20$<br>$-0,76 \ 0,25$   | $+1,45 \ 0,29$<br>$+2,89 \ 0,83$<br>$- \quad -$   | $+4,18 \ 0,60$<br>$- \quad -$<br>$+6,34 \ 1,26$   | $0,17$<br>$0,71$<br>$0,52$     |
| Белые карлики                   | 3 отдельные звезды  | $-4,7$                                               | $+0,5$                                            | $-1,5$                                            |                                |
| Субкарлики                      | 25 отдельных звезд  | $+0,79 \ 0,09$<br>$+0,71 \ 0,21$<br>$+0,64 \ 0,15$   | $+1,64 \ 0,25$<br>$+2,13 \ 0,57$<br>$- \quad -$   | $+2,52 \ 0,25$<br>$- \quad -$<br>$+2,84 \ 0,42$   | $1,12$<br>$2,50$<br>$1,83$     |
| Субгиганты                      | 26 отдельных звезд  | $-0,35 \ 0,13$<br>$+0,87 \ 0,09$<br>$-0,33 \ 0,14$   | $+0,33 \ 0,16$<br>$+0,36 \ 0,37$<br>$- \quad -$   | $+2,05 \ 0,21$<br>$- \quad -$<br>$+2,06 \ 0,22$   | $0,49$<br>$1,14$<br>$0,52$     |
| Гиганты                         | 9 средних значений  | $+0,44 \ 0,07$<br>$+0,12 \ 0,54$<br>$+0,78 \ 0,12$   | $+0,99 \ 0,54$<br>$+3,38 \ 1,03$<br>$- \quad -$   | $+0,83 \ 0,13$<br>$- \quad -$<br>$+0,99 \ 0,11$   | $0,20$<br>$0,52$<br>$0,23$     |
| Сверхгиганты                    | 10 отдельных звезд  | $-0,13 \ 0,35$<br>$-0,15 \ 0,43$<br>$+2,18 \ 0,76$   | $+2,79 \ 0,32$<br>$+3,18 \ 0,32$<br>$- \quad -$   | $+0,28 \ 0,14$<br>$- \quad -$<br>$+1,03 \ 0,37$   | $0,75$<br>$0,94$<br>$2,58$     |

Звезды главной последовательности совершенно отчетливо делятся на две части с частными зависимостями:

$$1) \quad L = 1,12 M^{3,92 \pm 0,12}; \quad \sigma_M = \pm 0,69 \quad (11)$$

$\pm 0,23$

для классов O — G4;

$$2) \quad L = 0,41 M^{2,29 \pm 0,17}; \quad \sigma_M = \pm 0,37 \quad (12)$$

$\pm 0,06$

для классов G7 — M;

$$1') \quad L = 0,80 R^{5,19 \pm 0,23}; \quad \sigma_M = \pm 0,71 \quad (13)$$

$\pm 0,18$

для классов O — G4;

$$2') \quad L = 0,43R^{4,49 \pm 0,48}; \quad \sigma_M = \pm 0,51 \quad (14)$$

$$\pm 0,08$$

для классов G7 — M.

(В формулах (11) — (14)  $L$ ,  $R$  и  $\mathcal{M}$  выражены в солнечных единицах.)  
Общие зависимости получились в виде \*):

$$L = 0,89\mathcal{M}^{1,98 \pm 0,60} R^{2,64 \pm 0,80}; \quad \sigma_M = \pm 0,56 (O - G4), \quad (15)$$

$$\pm 0,16$$

$$L = 0,43\mathcal{M}^{1,79 \pm 0,17} R^{1,06 \pm 1,06}; \quad \sigma_M = \pm 0,36 (G7 - M).$$

$$\pm 0,06$$

Деление последовательности на две подтверждается характером звездных движений, сведениями об ассоциациях O и T (В. А. Амбарцумян, 1947) и т. д.

Отсутствие единой зависимости между  $L$ ,  $R$  и  $\mathcal{M}$  говорит о том, что в природе нет единой модели строения звезд, населяющих бесконечную вселенную, которая могла бы объяснить удивительное разнообразие их строения и развития. Звезды так же неисчерпаемы, как и атом. Кроме того, мы уже сейчас встречаемся с наличием существенных уклонений от приведенных выше соотношений масса — светимость всех видов. Впервые на это было указано О. А. Мельниковым (1944) в связи с определением масс цефеид. Последние оказались равными нескольким солнечным массам независимо от периода, т. е. от светимости. В последующем этот результат был подтвержден П. П. Паренаго (1955).

Существенные уклонения были также обнаружены при изучении затменно-двойных звезд. Эти звезды классифицировали З. Копал (1955) и др. Копал ввел три следующих класса (группы):

1. Разделенные системы главной последовательности. Оба компонента статистически подчиняются соотношению между  $L$  и  $\mathcal{M}^\alpha$  ( $\alpha=2,8$  для тяжелых ( $\mathcal{M} > 2$ ) и  $\alpha=5,7$  для легких звезд ( $\mathcal{M} \ll 2$ ). Для них выполняется также частное соотношение  $\mathcal{M} \sim R^\beta$ ,  $\beta=1,5$  для тяжелых и 1,0 для легких звезд.

2. Полуразделенные системы (тип Алголя). Первые компоненты подчиняются тем же соотношениям между  $\mathcal{M}$ ,  $L$  и  $R$ , как и звезды 1-й группы. Вторые компоненты лежат выше главной последовательности и имеют массы меньше, чем это должно быть при их светимостях. Подобные звезды получили название субгигантов. Первый самый тяжелый компонент обыкновенно является меньшей и более горячей звездой, чем второй компонент. Отсюда следует, что главные минимумы у этих систем являются следствием полного затмения.

3. Контактные системы. Эти системы встречаются очень часто (чаще других). Они относятся к спектральным классам A — K. Типичный представитель — W UMa. Звезды этих систем вообще статистически не подчиняются соотношению масса — светимость. Первый, более тяжелый компонент этих систем больше, холоднее и часто абсолютно слабее, чем второй — спутник. Главные минимумы являются в этих системах результатом покрытия. Укажем, что более универсальная классификация затменно-двойных систем на 5 групп дана С. Гапошкиным в 1958 г.

Согласно О. Струве (1948, 1958) в настоящее время считается доказанным, что среди двойных звезд не подчиняются соотношению масса — светимость следующие:

а) Слабые компоненты спектрально-двойных класса O с раздваивающимися линиями. Примеры — звезда Пласскетта HD 47129 ( $P=14^d,4$ ) и AO Cas ( $P=3^d,52$ ).

\*) Кроме того,  $\lg R = 0,735 \lg \mathcal{M} + 0,036$  (для O—G4) и  $\lg R = 0,506 \lg \mathcal{M} - 0,004$  (для G7—M), т. е.  $R \sim \mathcal{M}$

б) Слабые компоненты систем типа Алголя с практически одиночными линиями. Они в некоторых случаях могут наблюдаться в момент главных минимумов. Из соотношений для них  $\left(\alpha = \frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2}\right)$

$$\left. \begin{aligned} \alpha(1 + \alpha^2) &= 9,66 \cdot 10^6 \frac{\mathcal{M}_1 \sin^3 i}{K_1^3 P (1 - e^2)^{3/2}}, \\ f_1(\mathcal{M}) &= \frac{\mathcal{M}_1^3 \sin^3 i}{(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)^3} = \frac{1}{2\pi G} K_1^3 P (1 - e^2)^{3/2} \mathcal{M}_\odot \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

следует, что  $\mathcal{M}_2$  мала или  $\mathcal{M}_1$  велика (при данной светимости). Поскольку спектр главного, более яркого компонента нормальный, то считается, что уклонение наблюдается для второго компонента — субгиганта. Например, для XZ Sgr Д. Сааде получил (1949)  $f_1(\mathcal{M}) = 0,004$ , и если для главного, нормального компонента класса АЗ принять  $\mathcal{M}_1 = 3$ , то  $\mathcal{M}_2 = 0,35$ . Отсюда следует по соотношению масса — светимость (Койпер, 1938 и др.), что  $\Delta M_v = 7^m,3$ . Это противоречит числу, полученному по фотометрической кривой блеска  $\Delta M_v = 2^m,5$ . Следовательно, светимость субгиганта в 100 раз больше, чем по соотношению масса — светимость. Вообще субгиганты имеют согласно О. Струве и Хуану Шоу-шу, выводы которых (1958) мы здесь цитируем,  $\mathcal{M} = 0,2 \div 1,0$ , что слишком мало для их светимостей и эффективных температур. Уклонение субгигантов от соотношения  $L, \mathcal{M}$  статистически является функцией отношения масс (О. Струве, 1954), а также связано с фактом, что субгигант заполняет одну долю поверхности внутреннего контакта (О. Струве, Хуан Шоу-шу, 1954) двойной системы. Для звезд типа W UMa спектральные классы компонентов близки. Для 10 систем по величинам  $K_1$  и  $K_2$  получается  $\alpha = \frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2} = 2$ , но ожидалось по пороговым кривым лучевых скоростей обычных систем с раздвигавшимися линиями  $\alpha = 1,25$ . По соотношению между  $\mathcal{M}$  и  $L$  при  $\alpha = 2,0$   $\Delta M_b = \frac{\lg \alpha}{0,1048} = 2^m,9$ . Но по спектрам компонентов и по кривой блеска  $L_1 \approx L_2$ , т. е.  $\Delta M_b \neq 2^m,9$ , и следовательно, по крайней мере один компонент не подчиняется соотношению масса — светимость. Это, по-видимому, обусловлено тем, что система очень тесная, с общей оболочкой, в которой происходит непрерывный обмен вещества и материи. О. Струве указывает и другие случаи нарушений зависимости между  $\mathcal{M}$  и  $L$ . Например, для HD 698  $\mathcal{M}_1 \sin^3 i = 113$  и  $\mathcal{M}_2 \sin^3 i = 45$ , что соответствует очень большой светимости, которая, однако, по спектру класса позднего В не выше  $-1^m$ . Однако в этих и подобных случаях исключение влияния возмущений в кривой лучевых скоростей спектроскопически-двойных является делом трудным и неоднозначным.

Поскольку ускорение силы тяжести на поверхности звезды

$$g = G \frac{\mathcal{M}}{R^2} \quad (17)$$

и светимость (в случае абсолютно черного тела)

$$L \sim R^2 T_e^4, \quad (18)$$

то

$$g \sim \frac{\mathcal{M}}{L} T_e^4. \quad (19)$$

Поскольку эффект абсолютной величины наблюдается внутри данного спектрального класса, т. е. при  $T_e \approx \text{const}$ , соотношение масса — светимость есть не что иное, как соотношение  $g$  и  $L$ . Действительно, в сверхгигантах, например, класса сА2 ( $\alpha$  Cyg)  $g \approx 10$  см/сек<sup>2</sup> при светимостях  $M_v \approx -7^m$  (класс Ia), и у белых карликов того же класса спектра DA (40 Eri B)  $g \approx 10^7$  см/сек<sup>2</sup> при светимостях  $M_v \approx +11^m$ .

Для звездной атмосферы в равновесии при давлении  $P$  (газовое + лучистое)

$$-\frac{1}{\varrho} \frac{dP}{dh} = G \frac{\mathfrak{M}}{R^2} = G \frac{f(M)}{R^2}. \quad (20)$$

Или если ввести оптическую глубину  $d\tau = \bar{\kappa} \varrho dh$ , то для градиента давления получим:

$$\frac{dP}{d\tau} = G \frac{f_1(M)}{\bar{\kappa} R^2}.$$

Поскольку  $M = -2,5 \lg L + \text{const} = -2,5 \lg (R^2 \cdot T^4) + \text{const}$ ,

$$\lg \frac{dP}{dh} = \lg f(M) + 0,4M + 4 \lg T + \lg \bar{\kappa} + \text{const}, \quad (21)$$

и так как для одной из последовательностей звезд приближенно имеем

$$\mathfrak{M} \sim L^{3/10}, \text{ то } \lg f(M) = -\frac{3}{25} M + \text{const} = -0,12M + \text{const}.$$

Поэтому первый и второй член соотношения (21) для логарифма давления изменяются с  $M$  в разных направлениях. Поскольку, далее, роль члена  $0,4M$  больше, то при условии независимости непрозрачности от  $M$  логарифм градиента давления в атмосфере с увеличением светимости (т. е. при уменьшении числа  $M$ ) уменьшается.

Детальное изучение этого вопроса должно быть сделано лишь после того, как изменения  $\mathfrak{M}$  и  $\bar{\kappa}$  с изменением светимости  $L$  (или  $M$ ) будут все-сторонне и достаточно точно изучены. Над этим вопросом и работают сейчас астрофизики — наблюдатели и теоретики.

В самое последнее время массы звезд стали получать по данным фотоэлектрической регистрации континуумов звезд, т. е. по непрерывным спектрам (см., например, *Sky and Telescope* 21, 322, 1961). В результате регистрации континуума можно получить эффективные  $T_e$  и  $g_e$  и при известном обилии элементов, сравнением с теоретической моделью, по  $T_e$ ,  $L$  можно получить  $R$  и по  $g$  и  $R$  вычислить  $\mathfrak{M}$ .

Кроме того, О. А. Мельников разработал теоретический метод вычисления масс переменных цефеид (1948) типа долгопериодических при постоянстве их масс независимо от периода. Этот метод получил независимое подтверждение в исследовании П. П. Паренаго, применившего (1955) совершенно другой, статистический метод (см. гл. VII).

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВАМ I, II

1. Adams W. S., Joy A., Humason M., Brayton, «The Spectroscopic Absolute Magnitude and Parallaxes of 4179 Stars», *ApJ.* 81, 187, 1935.
2. Бартая Р. А., Определение спектральных абсолютных величин слабых звезд типов В5—А7, *Бюлл. Абастуманск. обсерв.* 15, 37, 1953.
3. Fehrenbach Ch., Les classifications spectrales des étoiles normales, *H. d. Ph.* 50, 1, 1958.
4. Галкин Л. С., Двумерная классификация спектров звезд, полученных с очень малой дисперсией, *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.* 9, 82, 1952.
5. Garoshkin S., The Eclipsing Binaries, *H. d. Ap.* 50, 225, 1958.
6. Henry Draper catalogue, *Harv. Ann.* 91—99, 1918—1924; Henry Draper Extension, *Harv. Ann.* 100, 105, 1937; 112, 1949.
7. Каландадзе Н. Б., Определение абсолютных величин слабых звезд поздних спектральных классов (G и K) по спектрам, полученным с объективной призмой, *Бюл. Абастуманск. обсерв.* 10, 63, 1949.
8. Каландадзе Н. Б. и Бартая Р. А., Определение спектральных параллакс-ов звезд до девятой звездной величины, *Астрон. циркуляр* №№ 101—102, 7, 1950.
9. Kamps P. van de, Visual Binaries, *H. d. Ap.* 50, 225, 1958.
10. Keenan P. C., Stars with Peculiar Spectra, *H. d. Ph.* 50, 93, 1958; Morgan W. W., *ApJ* 94, 501, 1941.

11. Копылов И. М., Двумерная количественная спектральная классификация 238 звезд O5—B7 и построение диаграммы спектр — абсолютная величина, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 20, 157, 1958.
  12. Lundmark K., Luminosities, Colours, Diameters, Densities, Masses of Stars, H. d. Ap., Erste Hälfte, Das Stern System, Erster Teil, S. 210, 1932.
  13. Morgan W. W., Meinel A. B., Johnson H. M., Spectral Classification with Exceedingly Low Dispersion, ApJ 120, 506, 1954.
  14. Morgan W. W., Keenan P. C., Kellman E., An Atlas of Stellar Spectra (MKK), Chicago, 1943.
  15. Паренато П. П. и Масевич А. Г., Исследование зависимости масса—радиус — светимость, Труды ГАИШ XX, стр. 1—129 (ч. I); стр. 130—146 (ч. II), 1951.
  16. Russell H. N., Moore Ch. E., The Masses of the Stars, Chicago, 1940.
  17. Struve O. L., Huang Su-Shu, Spectroscopic Binaries, H. d. Ph. 50, 243, 1958.
  18. Waldmeier M., Einführung in die Astrophysik, Basel, 1948.
  19. Woolley R. v. d. R., Stibbs D. W. N., The Outer Layers of a Star, Oxford, 1953.
  20. Шалонж Д., Непрерывные звездные спектры и классификация звезд, Астрон. журн. 33, 490, 1956; Классификация звезд, «Природа», № 11, 42, 1954.
  21. Шайн Г. А., Абсолютные яркости и массы звезд, Курс астрофизики и звездной астрономии, т. II, стр. 231, 1936.
-

## ЧАСТЬ ВТОРАЯ

# ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

---

Двойные и кратные звезды представляют весьма обширный класс объектов нашей Галактики. Можно сказать, что одиночные звезды являются исключением. Наше Солнце вместе с такими массивными планетами, как Юпитер и Сатурн, следует, быть может, считать кратной системой, подобной недавно обнаруженным системам с темными спутниками, массы которых составляют сотые и тысячные доли массы центрального тела.

Двойные звезды принято разделять на три группы, причем это деление обусловлено скорее методами наблюдений, чем физическими отличиями. Это, прежде всего, визуально-двойные звезды, открываемые путем астрометрических наблюдений. Наряду с визуальной методикой в настоящее время широко применяется фотографический метод измерений и значительно реже интерференционный способ. Правильнее поэтому называть эту группу звезд не визуально-двойными, а астрометрическими двойными, поскольку здесь применяются астрометрические методы, а не фотометрические или спектроскопические.

Фотометрические двойные звезды, называемые также затменными переменными, исследуются методами фотометрии. Спектроскопические двойные звезды изучаются по периодическому изменению их лучевых скоростей при помощи спектрографа. Эти два метода обнаруживают сравнительно тесные пары звезд, плоскости орбит которых не составляют больших углов с лучом зрения. Астрометрический метод позволяет измерять более широкие пары независимо от наклона их орбит.

---



### ГЛАВА III

## ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

§ 11. Краткий исторический очерк. После изобретения телескопа было обнаружено, что некоторые звезды, видимые невооруженным глазом как одиночные, неожиданно разделялись на две звезды. В 1650 г. Риччоли обнаружил двойственность  $\zeta$  UMa — Мицара — с расстоянием между компонентами в 14". В последующие годы более или менее случайно была замечена двойственность Кастора, 61 Cyg,  $\alpha$  Cep и других звезд. К 1775 г. таких звезд оказалось несколько десятков. Христиан Майер по своим наблюдениям со стенным квадрантом в Маннгейме опубликовал в 1781 г. список 89 пар звезд, причем утверждал, что он обнаружил обращение спутников вокруг главной звезды. Это смелое утверждение было осмеяно его современниками, а «планеты», вращающиеся вокруг звезд, сочтены за плод галлюцинаций. Измерения Х. Майера были, естественно, малоточными и продолжались всего два года, вследствие чего не могли служить доказательством обращения одной звезды вокруг другой. Но сама мысль была правильной и соответствовала аналогичному высказыванию Гудрайка относительно Алголя, переменный блеск которого Гудрайк объяснял периодическими покрытиями темным спутником, вращающимся вокруг яркой звезды. Десятью годами ранее Митчелл на основании теории вероятности доказывал, что наличие значительного числа тесных двойных звезд не может быть случайностью. В большинстве случаев парные звезды должны быть физически связаны друг с другом. Однако неопровержимые фактические данные были получены впервые Вильямом Гершелем.

Построив собственноручно большие зеркальные телескопы, Гершель с энтузиазмом отдался наблюдениям неба и в 1782 г. опубликовал первый каталог 269 двойных звезд. Через два года был опубликован второй каталог, содержащий 703 названия, а в 1821 г., за год до своей смерти, Гершель издал третий каталог с 145 новыми двойными звездами. Гершель измерял расстояния и позиционные углы, оценивал яркость и цвет составляющих пару. В каталоги включались звезды с взаимными расстояниями, не превышающими 2'. Измерения представляли большие трудности ввиду отсутствия часового механизма у рефлекторов Гершеля.

Следуя идее Галилея о возможности определения параллаксов ярких звезд относительно слабых оптических «спутников», находящихся много дальше яркой звезды и лишь случайно расположенных в одном направлении, Гершель пытался найти эти параллаксы. Однако повторные измерения принели его к совершенно другому заключению. Гершель с несомненностью обнаружил примерно в 50 парах движения спутников вокруг главных звезд и вывел периоды обращения для некоторых из них. Для Кастора период  $P$  получился равным 342 годам, близко совпадающим с современным значением периода в 360 лет. Таким образом, окончательно был решен вопрос о действительном существовании физически связанных между собой двойных звезд. Год 1803, в котором Гершель опубликовал свой мемуар об изменениях отно-

сительных положений в двойных звездных системах и о причинах этого, следует считать годом открытия двойных звезд. Действие закона тяготения было воочию обнаружено за пределами солнечной системы, что утверждало его всемирное значение.

Сын Вильяма Гершеля — Джон Гершель продолжил работы своего отца, добавив вместе с Джемсом Саусом 380 двойных звезд в северном полушарии и 2100 звезд в южном полушарии неба, список которых был опубликован в 1847 г. Среди этих звезд, как и среди пар, открытых Вильямом Гершелем, оказалось немало оптических двойных, но большинство все же составляют физические пары с очень большими периодами обращения.

Если заслуга открытия двойных звезд справедливо принадлежит В. Гершелю, то В. Я. Струве является пионером точных и планомерных измерений двойных звезд, разработавшим методику таких наблюдений. Будущий основатель Пулковской обсерватории наблюдал двойные звезды на обсерватории в Дерпте (ныне Тарту, Эстонская ССР). Первые измерения, выполненные на пассажном инструменте и малом экваториале Троутона, В. Струве опубликовал в 1822 г. в виде каталога 795 двойных звезд. Не удовлетворившись этими результатами, В. Струве предпринял решительные шаги к приобретению новых, более совершенных инструментов. После поездки за границу и посещения, в частности, обсерватории в Кенигсберге, где директором был знаменитый Бессель, Струве заказал новый меридианный круг и рефрактор Фраунгофера с фокусным расстоянием в 4 м и диаметром отверстия 25 см, снабженный часовым механизмом. Этот инструмент прибыл в Дерпт в 1824 г. и был самым большим рефрактором того времени. Струве говорил о нем, что может поставить его в ряд с наиболее знаменитыми рефлекторами Гершеля. С этими инструментами В. Струве выполнил свою фундаментальную работу, состоявшую из трех отдельных операций: 1) поисков двойных звезд, 2) определения их экваториальных координат и 3) микрометрических измерений относительных расстояний и позиционных углов. Определялись также величины и цвета звезд. В результате были изданы три больших фолианта: 1) «Catalogus Novus» в 1827 г., 2) «Positiones Mediae» в 1852 г. (эпоха координат 1830,0) и 3) «Mensurae Micrometricae» в 1837 г. В области неба от северного полюса до  $-15^\circ$  склонения были просмотрены около 120 000 звезд ярче 9-й величины. Среди них было найдено 2640 двойных звезд, вошедших в «Mensurae Micrometricae», где они были разбиты на четыре класса по расстояниям между составляющими: меньше 4", от 4" до 8", от 8" до 16" и от 16" до 32". Каталог В. Я. Струве до сих пор не потерял своего научного значения. Двойные звезды этого каталога обозначаются в литературе буквой  $\Sigma$ . В гл. XIV этого труда Струве рассматривает вопрос об определении параллаксов звезд и приводит результаты первого определения параллакса звезды Веги ( $p=0",125$ ), удивительно точно совпадающего с современным его значением ( $p=0",121$ ).

В 1839 г. в Пулковской обсерватории был установлен новый рефрактор, ставший на некоторое время самым большим в мире ( $f=7$  м,  $d=38$  см). На нем стал вести наблюдения сын В. Я. Струве — Отто Струве, проработавший на этом инструменте 46 лет — редкий по длительности срок для одного наблюдателя. В план наблюдений О. Струве были включены ранее открытые двойные звезды с заметными относительными движениями, а также более тесные двойные, которые не были замечены прежними наблюдателями, работавшими с более слабыми инструментами. О. Струве обнаружил 547 таких звезд. Помимо непосредственных наблюдений, О. Струве произвел обширные исследования систематических ошибок измерений двойных звезд, в частности личных ошибок наблюдателей. Труды О. Струве были напечатаны в IX и X томах Пулковских Анналов за 1878 и 1893 гг. Двойным звездам, найденным О. Струве, присвоено обозначение О $\Sigma$ .

Работами обоих Гершелей и обоих Струве завершается первый период наблюдений двойных звезд. Среди других наблюдателей, работавших в тот же период времени, надо упомянуть Эрколе Дембовского, интенсивно наблюдавшего звезды каталогов Струве с 1851 по 1878 г. в Неаполе. Труды Дембовского были изданы в 1883—1884 гг. после его смерти под редакцией О. Струве и Скиапарелли.

К последней четверти XIX в. сложилось мнение, что все двойные звезды, по крайней мере в северном полушарии неба, доступные существующим инструментам, исчерпаны. Но в 1873 г. Бернем в Америке опубликовал список 81 двойной звезды, найденной с помощью 15-см рефрактора. Через год он нашел еще около 100 звезд. Энергично продолжая свои поиски, Бернем открыл около 1300 новых пар с помощью различных инструментов, включая самые большие рефракторы с отверстиями 90 см и 100 см. Его успех объясняется тем, что обнаруженные им звезды составляли очень тесные пары или имели очень слабых спутников и ранее не были замечены.

Ученик Бернема Р. Айткен, работая с 1899 г. на 90-см рефракторе Ликской обсерватории, нашел вместе с Хесей в области неба от северного полюса до  $-22^\circ$  склонения 4400 новых двойных звезд с относительными расстояниями меньше  $5''$ . В табл. 1 дано количество двойных звезд, открытых разными наблюдателями, и процент пар с расстояниями меньше  $2''$ . Отчетливо видно, как возрастает процент тесных пар с эпохой наблюдений. Из всех звезд

Таблица 1

| Наблюдатель | Общее число двойных звезд | Процент пар с $q < 2''$ |
|-------------|---------------------------|-------------------------|
| В. Гершель  | 812                       | 4                       |
| В. Струве   | 2640                      | 15                      |
| О. Струве   | 547                       | 40                      |
| Бернем      | 1290                      | 55                      |
| Айткен      | 4432                      | 74                      |
| Росситер    | 7368                      | 74                      |

каталога В. Струве лишь 17% показало орбитальное движение, как отмечает Джексон [1], проводивший анализ наблюдений этих звезд в 1922 г., т. е. спустя 100 лет после измерений самого Струве. Если еще отбросить около 7% двойных звезд, связанных, по всей вероятности, лишь оптически, судя по разности их собственных движений, то остальные 76% представляют физические пары с периодами обращения порядка тысячи и более лет. В каталоге О. Струве по данным того же Джексона 32% двойных звезд показали орбитальное движение и только около 5% оказались оптически-двойными. Таким образом, необходимы интенсивные наблюдения звезд каталогов Струве для определения их орбит. В России на 76-см пулковском рефракторе, бывшем некоторое время самым большим в мире, с 1885 г. стал наблюдать сын Отто Струве — Герман Струве, который опубликовал каталог 750 двойных звезд. Но с 1892 г. программа наблюдений была сильно сокращена, так как большой рефрактор был предоставлен А. А. Белопольскому для спектроскопических исследований. Небольшие ряды наблюдений двойных звезд проводили С. П. Глазенап в обсерватории Петербургского университета и П. К. Штернберг и С. Н. Блажко на Московской обсерватории.

По мере накопления наблюдательного материала возникла необходимость составления сводных каталогов двойных звезд. Такой каталог создал в 1906 г. Бернем. В каталоге содержится около 14 000 пар от северного полюса до  $-31^\circ$  склонения. Быстрое увеличение наблюдательных данных привело к необходимости издания нового генерального каталога, что было выполнено Айткеном

в 1932 г. Айткен строже отбирал пары по взаимному расстоянию и видимым величинам, следуя своей формуле  $\lg q \leq 2,8 - 0,2m$ , где  $q$  — расстояние в секундах дуги,  $m$  — суммарная видимая величина звезд пары. По этой формуле, например, оказывается, что для  $m=9,0$  двойные звезды, попавшие в каталог Айткена, должны иметь взаимное расстояние  $\leq 10''$ . Для звезд 11,0 зв. величины это расстояние  $< 4''$ . Следуя своему критерию, Айткен был вынужден откинуть около трети звезд каталога Бернема. Все же в новом каталоге, обозначаемом ADS, оказалось 17 180 звезд в области неба от северного полюса до полярного расстояния, равного  $120^\circ$ . В южном полушарии неба число открываемых двойных звезд было меньше, чем в северном, из-за отсутствия должного количества наблюдений. В нашем столетии благодаря стараниям Иннеса, ван ден Боса, Росситера и других на обсерваториях в Южной Африке было открыто несколько тысяч новых двойных звезд. В настоящее время число известных звездных пар на всем небе приближается к 40 000. Нужен новый сводный каталог двойных и кратных звезд. Критерий Айткена к тому же ограничивает число звездных пар, так как слабые звезды не удовлетворяют этому критерию. С другой стороны, следует отметить, что только у 10% всех зарегистрированных двойных звезд замечено вполне уверенно относительное движение и только для 1% (примерно 400 звезд) можно было вычислить более или менее надежные элементы орбит.

Современный период изучения двойных звезд характеризуется поисками весьма слабых спутников малой массы, для чего необходимы весьма точные наблюдения. Большой интерес представляют широкие пары звезд, обнаруживаемые по их общему собственному движению. Обе эти задачи успешно разрешаются методами фотографической астрометрии. Большое внимание уделяется кратным звездным системам типа Трапеции Ориона. В связи с накоплением наблюдательного материала растет удельный вес статистических исследований двойных звезд. Все эти задачи будут рассмотрены подробнее в следующих параграфах.

§ 12. Наблюдения визуально-двойных звезд. Методика визуальных измерений двойных звезд претерпела со времени В. Струве мало изменений. По-прежнему употребляется позиционный микрометр с независимо движущимися нитями, позволяющими одновременную наводку на главную звезду и на ее спутника. При визуальных наблюдениях измеряют позиционный угол  $\theta$  положения спутника относительно главной звезды и расстояние  $q$  между ними (рис. 16). При фотографических измерениях получают прямоугольные отрезки координат  $x$  и  $y$ . Очевидно, что

$$\left. \begin{aligned} x &= q \sin \theta = \Delta \alpha \cos \delta, \\ y &= q \cos \theta = \Delta \delta. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Сравнительно недавно П. Мюллер на обсерватории в Страсбурге [2] предложил новый микрометр, в котором двоякопреломляющий кристалл (типа призмы Волластона) дает двойное изображение каждой звезды. Передвигая призму так, чтобы получить симметричные конфигурации изображений звезд, можно измерить расстояния и позиционные углы. По мнению Мюллера, точность нового способа в несколько раз превышает точность измерений нитяным микрометром.

При визуальных и фотографических наблюдениях следует особенно считаться с систематическими ошибками, зависящими от разных причин, например от разности звездных величин, составляющих пару, от взаимного их расстояния, от цвета и спектрального класса звезд и т. п. Личные ошибки наблюдателя носят тоже систематический характер, особенно при визуальных измерениях. Для сопоставления между собой рядов наблюдений, выполненных различными наблюдателями, личные ошибки определяются из срав-

нения измерений оптических пар звезд, избранных в качестве стандартов, или одновременных измерений одних и тех же физических двойных звезд. Инструмент, с которым наблюдатель производит наблюдения, и даже прибор для измерений фотографий — каждый вносит свою долю ошибок, которые могут достигать сотых и десятых долей секунды дуги. При высокой точности, необходимой для расчета орбит двойных звезд, эти ошибки нужно уметь найти и учесть.

Фотографические измерения, как правило, точнее визуальных, и систематические ошибки их меньше. Но визуальные наблюдения обладают преимуществом при измерении тесных двойных звезд, так как разрешающая сила фотографической эмульсии значительно меньше разрешающей силы глаза, а кроме того, различного рода фотографические эффекты искажают действительные расстояния тесных изображений компонентов двойных звезд. Интерференционный метод позволяет вдвое увеличить разрешающую силу визуального рефрактора, а с помощью перископических насадок повысить ее еще более. Но большая потеря света при этом ограничивает наблюдения звезд

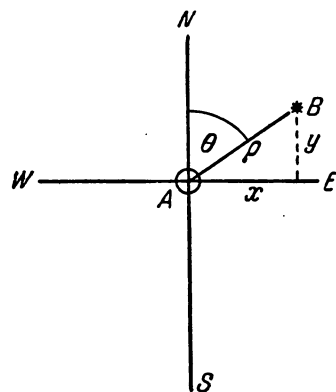


Рис. 16.

практически до 5—6-й величин, причем для уверенных измерений нужны очень хорошие атмосферные условия. Мы не можем здесь останавливаться подробнее на методике наблюдений двойных звезд, так как это выходит за рамки данного курса.

Отметим в заключение, что при переводе измерений с одной эпохи на другую следует учитывать влияние прецессии на позиционный угол  $\theta$ ,

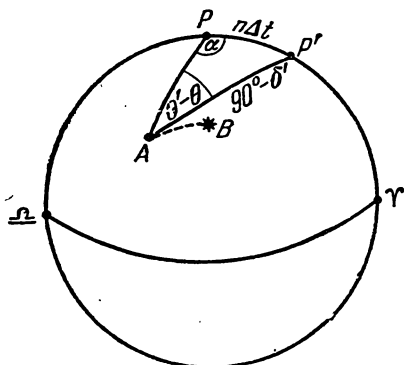


Рис. 17.

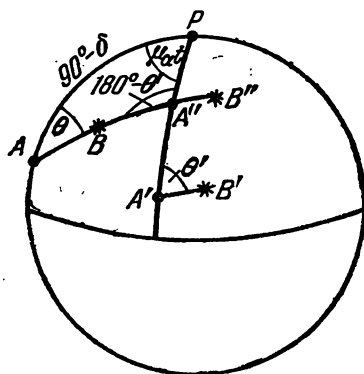


Рис. 18.

а следовательно, и на разности  $x$  и  $y$ , в то время как расстояние  $q$  не меняется от прецессии. Пусть на небесной сфере (рис. 17)  $P$  и  $P'$  будут два положения полюса, смещенные один относительно другого за  $\Delta t$  лет на  $n\Delta t$  по направлению к точке весеннего равноденствия  $\Upsilon$ , где  $n=20''$ ,  $0 \approx 0''$ ,  $0056$ . В треугольнике  $PP'A$  угол при главной звезде  $A$  будет равен разности позиционных углов  $\theta' - \theta = \Delta\theta$ , образуемых линией  $AB$ , где  $B$  — спутник, с меридианами  $AP$  и  $AP'$ . Угол при полюсе  $P$  равен прямому восхождению звезды, а дуга  $AP'$  равна  $90 - \delta'$ . Тогда очевидно, что

$$\sin \Delta\theta \cos \delta' = \sin \alpha \sin n\Delta t.$$

По малости углов можно с достаточным приближением написать:

$$\Delta\theta = 0^\circ,0056 \Delta t \sin \alpha \sec \delta'. \quad (2)$$

Общее собственное движение звезд пары по прямому восхождению тоже оказывает влияние на позиционный угол. На рис. 18 двойная звезда  $AB$  за промежуток времени  $\Delta t$  перемещается в положение  $A'B'$ . Позиционные углы будут  $\theta$  и  $\theta'$ . Не изменяя угла  $\theta'$ , мы можем сместить пару  $A'B'$  по меридиану в положение  $A''B''$  так, чтобы  $AB$  и  $A''B''$  находились на одном большом круге. В треугольнике  $PA A''$  угол при полюсе равен собственному движению пары по прямому восхождению, умноженному на промежуток времени, т. е.  $\mu_\alpha \Delta t$ . Угол  $PA''A = 180^\circ - \theta'$ , а дуга  $PA = 90^\circ - \delta$ . Тогда  $\cos \theta' = \cos \theta \cos \mu_\alpha \Delta t - \sin \theta \sin \mu_\alpha \Delta t \sin \delta$ . По малости углов можно написать:

$$\cos \theta - \cos \theta' = \sin \mu_\alpha \Delta t \sin \theta \sin \delta$$

или

$$2 \sin \frac{\theta + \theta'}{2} \sin \frac{\theta' - \theta}{2} = \sin \mu_\alpha \Delta t \sin \theta \sin \delta,$$

откуда

$$\theta' - \theta = \Delta\theta = \mu_\alpha \Delta t \sin \delta. \quad (3)$$

Как видно, эта поправка вообще значительно меньше поправки (2). Для звезды 61 Cyg, например, обладающей одним из самых крупных собственных движений,  $\mu_\alpha = 4'',1$  и  $\sin \delta = 0,62$ . За 100 лет поправка составит  $0^\circ,07$ .

§ 13. Определение орбит визуально-двойных звезд. Общие соображения. Построение видимого эллипса. Истинную орбиту двойной звезды мы наблюдаем в проекции на плоскость, перпендикулярную к лучу зрения. В этой плоскости, называемой картинной плоскостью, мы имеем видимую орбиту, или видимый эллипс, в отличие от истинного эллипса.

Как известно, обе звезды обращаются вокруг их центра тяжести, описывая подобные эллипсы, лежащие в одной и той же плоскости. Так как обычно приходится измерять положение спутника относительно главной звезды (в фотографической астрометрии имеется возможность отнестись к движению каждой составляющей к опорным звездам), то в результате определяется относительная орбита. Нетрудно понять, что большая полуось относительного эллипса с фокусом в главной звезде равна сумме больших полуосей «абсолютных» эллипсов с фокусами в центре тяжести обеих звезд. Положение главной звезды, являющейся фокусом истинного эллипса, вообще не совпадает с фокусом видимого эллипса и может быть где угодно внутри этого эллипса в зависимости от проекции.

Задача определения орбиты двойной звезды распадается на две части. Прежде всего надо найти или построить видимый эллипс. Для этого все наблюдения приводятся к одной эпохе, исправляются за систематические ошибки и объединяются в группы, в так называемые *нормальные места*. Можно подставить эти места в общее уравнение эллипса

$$Ax^2 + 2Hxy + By^2 + 2Gx + 2Fy + 1 = 0$$

и найти коэффициенты уравнения по способу наименьших квадратов. Но такой способ решения слишком формален. Мы не учитываем при этом моментов наблюдений, а время определяется здесь гораздо точнее, чем координаты, и позволяет нам использовать закон равенства площадей, описываемых радиусом-вектором как истинного, так и видимого эллипса в равные промежутки времени. Поэтому предпочитают строить видимый эллипс графически, проверяя построение законом площадей, который должен удовлетворяться по всей

дуге, охваченной наблюдениями. Графическое построение позволяет также сразу отбросить те наблюдения, которые явно выходят из общего ряда и являются случайно ошибочными. Однако следует быть крайне осторожным при отбрасывании отклоняющихся от плавной кривой точек, особенно при незначительном числе наблюдений, так как при этом можно внести произвол в выборе наиболее подходящего эллипса. Нельзя быть уверенным в полной объективности исследователя и при назначении разных весов отдельным наблюдениям, хотя веса обычно связаны с оценкой точности измерений. Надо отметить, что построение видимого эллипса является ответственной и нелегкой задачей, от которой целиком зависит определение элементов истинного эллипса. Обычно наблюдения покрывают лишь небольшую дугу орбиты, так как периоды обращения двойных звезд велики. Поэтому бывает

крайне трудно по небольшой дуге суметь начертить верный эллипс.

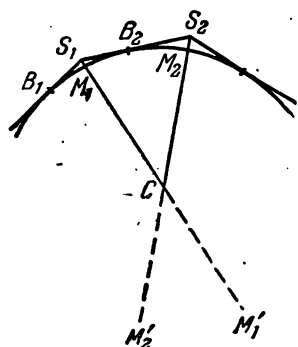


Рис. 19.

Для вычерчивания видимого эллипса по небольшой дуге можно предложить способ Гюнцеля-Лингнера [31]. Проведя две касательные к точкам дуги эллипса  $B_1$  и  $B_2$ , соединяют точку их пересечения  $S_1$  с серединой дуги  $M_1$  между точками касаний. Прямая  $S_1M_1$  по свойству эллипса пройдет через его центр. Две такие прямые  $S_1M_1$  и  $S_2M_2$  определяют своим пересечением центр эллипса  $C$  (рис. 19). Для облегчения построения эллипса откладывают по другую сторону центра точки  $M'_1, M'_2, \dots$ , симметричные точкам наблюдаемой части орбиты.

**Э л е м е н т ы о р б и т ы.** После того как видимый эллипс построен, можно приступить к определению элементов истинной орбиты. Таких эле-

ментов 7. Два из них характеризуют положение плоскости истинной орбиты — ее наклонность  $i$  к картинной плоскости и позиционный угол  $\Omega$  линии пересечения двух плоскостей. Наклонность  $i$  считается от  $0^\circ$  до  $\pm 90^\circ$ . Двойной знак указывает на невозможность однозначного определения плоскости истинной орбиты, так как нельзя различить, какая ее часть впереди картинной плоскости и какая позади. Знание лучевой скорости движения по орбите позволяет определить знак наклонности. Позиционный угол  $\Omega$  линии пересечения, называемой иначе линией узлов, считается от  $0^\circ$  до  $180^\circ$  против движения часовой стрелки\*). Угол  $\Omega$  называют часто узлом орбиты, понимая под узлами точки пересечения истинного эллипса с картинной плоскостью и полагая линию узлов проходящей через главную звезду. Если в узле лучевая скорость положительна, т. е. спутник движется от наблюдателя, то наклонность считается положительной.

Ориентировка истинного эллипса в своей плоскости характеризуется углом  $\omega$  между линией узлов и большой осью эллипса, иначе говоря, дугой от точки узла до периастрия в пределах от  $0^\circ$  до  $360^\circ$  в направлении движения спутника.

Остальные четыре элемента, носящие название динамических, определяют:  $P$  — период обращения в годах,  $T$  — момент прохождения через периастрий,  $e$  — эксцентриситет орбиты,  $a$  — большую полуось орбиты спутника в секундах дуги.

**М е т о д ы о п р е д е л е н и я о р б и т.** Классические методы определения орбит визуально-двойных звезд, предложенные в конце прошлого века, равно как и более новые способы, развитые в текущем столетии, можно разделить на графические и аналитические. Графический метод Цвирса

\*) Если смотреть изнутри небесной сферы.

(1895) и аналитический метод М. А. Ковальского (1873), улучшенный С. П. Глазенапом (1889), принадлежат к числу хорошо известных способов, изложение которых можно найти во многих учебниках [4, 5]. Мы дадим здесь графический метод Б. К. Млодзеевского (1890), незаслуженно забытый в литературе, а из аналитических методов рассмотрим метод Тиле — Иннеса (1883—1926), довольно часто употребляющийся в современных работах по двойным звездам.

**Метод Млодзеевского.** Пусть построен видимый эллипс, в котором  $F_1$  и  $F_2$  — его фокусы, а точка  $O$  — центр эллипса (рис. 20). Если в точке  $M$  провести касательную  $MT$  и к ней нормаль  $MN$ , то, как известно,  $MN$  разделит угол  $F_1MF_2$  пополам. Легко видеть, что сама касательная будет делить внешний угол  $F_2ME$  пополам. Воспользуемся известной теоремой о биссектрисах внутреннего и внешнего угла, делящих любую секущую сторон угла на пропорциональные части. Получим:

$$\frac{F_1T}{F_2T} = \frac{F_1N}{F_2N}.$$

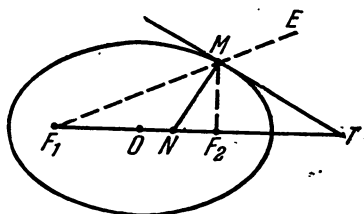


Рис. 20.

Преобразуем эту пропорцию так, чтобы в нее вошел центр эллипса  $O$ . Так как

$$\frac{F_1T}{F_2T} = \frac{F_1O + OT}{OT - OF_2} = \frac{OT + F_1O}{OT - F_1O}$$

и

$$\frac{F_1N}{F_2N} = \frac{F_1O + ON}{F_2O - ON} = \frac{F_1O + ON}{F_1O - ON},$$

то

$$\frac{OT + F_1O}{OT - F_1O} = \frac{F_1O + ON}{F_1O - ON},$$

откуда

$$\frac{OT}{F_1O} = \frac{F_1O}{ON}$$

или окончательно

$$ON \cdot OT = OF_1^2. \quad (4)$$

Обратимся теперь к определению элементов истинного эллипса. Пусть по-прежнему имеем видимый эллипс, где  $O$ ,  $F_1$  и  $F_2$  — его центр и фокусы (рис. 21). Главная звезда  $A$ , лежащая в одном из фокусов истинного эллипса, и его другой фокус  $A'$  спроектируются внутри видимого эллипса симметрично относительно центра  $O$ . Проведя через точку  $M$  касательную  $MT$  и нормаль  $MN$  и соединив  $A$  и  $A'$  с точкой  $M$ , мы не можем утверждать, что нормаль и касательная будут биссектрисами внутреннего и внешнего угла треугольника  $AMA'$ .

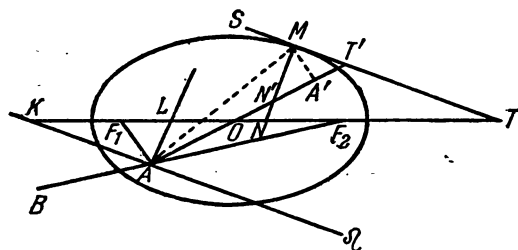


Рис. 21.

Другими словами, угол  $AMS$  не равен, вообще говоря, углу  $A'MT$ . Они будут равны только в тех случаях, когда линия узлов параллельна касательной  $ST$  или перпендикулярна к ней. Это следует из того, что равенство таких углов для истинного эллипса сохраняется в проекции на картинную плоскость только в упомянутых двух случаях.



Пусть мы нашли такую касательную  $ST$ , когда углы при точке  $M$  равны. Пересечения прямой  $AA'$  с нормалью и касательной обозначим буквами  $N'$  и  $T'$ . Тогда согласно доказанному равенству (4) будем иметь:

$$ON' \cdot OT' = OA^2. \quad (*)$$

Для видимого эллипса аналогичное равенство удовлетворяется всегда:

$$ON \cdot OT = OF_1^2. \quad (**)$$

Проведем через проекцию главной звезды  $A$  прямые  $AK$  и  $AL$ , параллельные соответственно касательной и нормали. С прямой  $F_1F_2$  они пересекутся в точках  $K$  и  $L$ . Треугольники  $OAL$  и  $ONN'$  подобны, поэтому имеем:

$$\frac{OL}{OA} = \frac{ON}{ON'}.$$

Точно так же из подобия треугольников  $OAK$  и  $OT'T$  получим:

$$\frac{OK}{OA} = \frac{OT}{OT'}.$$

Перемножая два последних равенства, получим:

$$\frac{OL \cdot OK}{OA^2} = \frac{ON \cdot OT}{ON' \cdot OT'}.$$

Используя равенства (\*) и (\*\*), получим окончательно:

$$OL \cdot OK = OF_1^2.$$

Это равенство показывает, что прямые  $AL$  и  $AK$  являются биссектрисами внутреннего угла  $F_1AF_2$  и внешнего угла  $F_1AB$  соответственно. Эти прямые — либо та, либо другая — должны по условию совпадать с направлением линии узлов. Таким образом, для того чтобы найти линию узлов, достаточно, соединив прямыми главную звезду  $A$  с фокусами  $F_1$  и  $F_2$  видимого эллипса, построить угол  $F_1AF_2$  и провести либо внутреннюю, либо внешнюю его биссектрису.

Которая из этих биссектрис будет линией узлов? Возьмем случай, когда главная звезда проектируется на большую ось видимого эллипса, и притом вне отрезка  $F_1F_2$ . Тогда внутренняя биссектриса совпадает с большой осью, а внешняя будет ей перпендикулярна. Ввиду того, что по нашему условию фокусы видимого эллипса ближе к центру, чем проекции истинных фокусов, линия узлов должна быть внешней биссектрисой. Так же и в случае, когда главная звезда оказывается на отрезке  $F_1F_2$ , внешняя биссектриса будет линией узлов, совпадая с большой осью эллипса, так как наклон относительно этой оси увеличивает эксцентриситет видимого эллипса. Если смещать главную звезду с большой оси, то внешняя биссектриса по-прежнему остается линией узлов, занимая лишь другие положения. Итак, линия узлов всегда будет биссектрисой внешнего угла, построенного вышеуказанным способом, а позиционный угол линии узлов, или просто узел  $\Omega$  орбиты, найдем, имея направление круга склонения.

Для нахождения других элементов обратимся к рис. 22. Здесь  $\Omega A \Omega$  — линия узлов. Проекция большой оси истинного эллипса есть диаметр  $ab$  видимого эллипса, проходящий через  $A$ ,  $A'$  и центр  $O$ . Проекция малой оси  $cd$  является сопряженным диаметром и может быть найдена как линия, пересекающая середины всех хорд, параллельных диаметру  $ab$ . Эти две проекции не образуют между собой, вообще говоря, прямого угла. Пусть диаметр  $cd$  пересекает линию узлов в точке  $E$ . Построим полуокружность на отрезке



Развернем  $\sin$  и  $\cos$  суммы и разности углов, помножим первое равенство на  $\sin \Omega$ , а второе на  $\cos \Omega$  и сложим их, а потом умножим первое равенство на  $\cos \Omega$ , а второе на  $\sin \Omega$  и вычтем из первого второе. Тогда получим:

$$\left. \begin{aligned} x &= \rho \sin \theta = r \cos v (\cos \omega \sin \Omega + \sin \omega \cos \Omega \cos i) - \\ &\quad - r \sin v (\sin \omega \sin \Omega - \cos \omega \cos \Omega \cos i), \\ y &= \rho \cos \theta = r \cos v (\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i) - \\ &\quad - r \sin v (\sin \omega \cos \Omega + \cos \omega \sin \Omega \cos i). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Известно, что

$$\begin{aligned} r \cos v &= a (\cos E - e), \\ r \sin v &= a \sqrt{1 - e^2} \sin E, \end{aligned}$$

где  $a$  — большая полуось орбиты,  $e$  — эксцентриситет и  $E$  — эксцентрическая аномалия. Разделим обе части уравнений на  $a$  и обозначим их через  $X$  и  $Y$ :

$$\begin{aligned} \frac{r}{a} \cos v &= \cos E - e = X, \\ \frac{r}{a} \sin v &= \sqrt{1 - e^2} \sin E = Y. \end{aligned}$$

Выражения  $X$  и  $Y$  можно вычислить для каждого наблюдения, так как по уравнению Кеплера

$$\begin{aligned} E - e \sin E &= M, \\ M &= \frac{360^\circ}{P} (t - T), \end{aligned}$$

где  $t$  — момент наблюдения.

Разделив и помножив правые части уравнений (5) на  $a$ , представим их в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} x &= AX + FY, \\ y &= BX + GY, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где

$$\left. \begin{aligned} A &= a (\cos \omega \sin \Omega + \sin \omega \cos \Omega \cos i), \\ B &= a (\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i), \\ F &= -a (\sin \omega \sin \Omega - \cos \omega \cos \Omega \cos i), \\ G &= -a (\sin \omega \cos \Omega + \cos \omega \sin \Omega \cos i). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Для определения неизвестных  $A$ ,  $F$ ,  $B$ ,  $G$ , содержащих искомые элементы  $\Omega$ ,  $\omega$ ,  $i$ ,  $a$ , достаточно иметь два нормальных места, выбранных наиболее удачным образом из наблюдений. Задачу решают также способом наименьших квадратов по всем наблюдениям. Коэффициенты  $X$ ,  $Y$  удобно вычислять по таблицам, опубликованным в Union. Obs. Circular № 71, Appendix, 1926 г.

Искомые элементы орбиты находим через суммы и разности постоянных Тиле — Иннеса, а именно:

$$A + G = 2a \sin^2 \frac{i}{2} \sin (\Omega - \omega),$$

$$A - G = 2a \cos^2 \frac{i}{2} \sin (\Omega + \omega),$$

$$B - F = 2a \sin^2 \frac{i}{2} \cos (\Omega - \omega),$$

$$B + F = 2a \cos^2 \frac{i}{2} \cos (\Omega + \omega).$$

Отсюда получаем:

$$\operatorname{tg}(\Omega + \omega) = \frac{A-G}{B+F},$$

$$\operatorname{tg}(\Omega - \omega) = \frac{A+G}{B-F}$$

и находим  $\Omega$  и  $\omega$ . Далее,

$$\operatorname{tg}^2 \frac{i}{2} = \frac{A+G}{A-G} \frac{\sin(\Omega + \omega)}{\sin(\Omega - \omega)} = \frac{B-F}{B+F} \frac{\cos(\Omega + \omega)}{\cos(\Omega - \omega)},$$

и наконец, большая полуось  $a$  в секундах дуги может быть получена по любому из четырех вышеприведенных равенств, например

$$a = \frac{A+G}{2} \operatorname{cosec}(\Omega - \omega) \operatorname{cosec}^2 \frac{i}{2}.$$

Элементы  $e$ ,  $P$  и  $T$  могут быть улучшены путем сравнения вычисленных точек орбиты с наблюдаемыми местами. Варьируя исходные элементы  $e$ ,  $P$  и  $T$ , мы можем добиться минимума суммы квадратов отклонений от вычисленной орбиты и принять окончательные значения этих и других элементов. Вычисления положений спутника по элементам орбиты производится по известным формулам:

$$\left. \begin{aligned} \mu &= \frac{360^\circ}{P}, & M &= \mu(t - T) = E - e \sin E, \\ r &= a(1 - e \cos E), & \operatorname{tg} \frac{v}{2} &= \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2}; \\ \operatorname{tg}(\theta - \Omega) &= \operatorname{tg}(v + \omega) \cos i, & q &= r \cos(v + \omega) \sec(\theta - \Omega). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

*Дифференциальные поправки элементов.* Найденные элементы можно исправить на основании новых наблюдений с помощью дифференциальных поправок. Мы только что выписали формулы для вычисления  $\theta$  и  $q$  по элементам орбиты, из которых видно, что позиционный угол есть функция всех элементов, кроме большой полуоси, а расстояние не зависит от узла, т. е.

$$\theta = f(\Omega, \omega, i, e, P, T),$$

$$q = \varphi(a, \omega, i, e, P, T).$$

Если обозначить через  $\Delta\theta$  и  $\Delta q$  отклонения вычисленных мест орбиты от новых наблюдений, а через  $\Delta\Omega$ ,  $\Delta a$ ,  $\Delta\omega$  и т. д. искомые поправки элементов, то

$$\Delta\theta = \frac{\partial f}{\partial \Omega} \Delta\Omega + \frac{\partial f}{\partial \omega} \Delta\omega + \dots,$$

$$\Delta q = \frac{\partial \varphi}{\partial a} \Delta a + \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} \Delta\omega + \dots$$

Выражения для частных производных можно получить дифференцированием формул (8), откуда, например,

$$\frac{\partial f}{\partial \Omega} = +1, \quad \frac{\partial f}{\partial a} = \frac{q}{a}, \quad \frac{\partial f}{\partial \omega} = \cos^2(\theta - \Omega) \sec^2(v + \omega) \cos i \text{ и т. д.}$$

Для каждого наблюдения коэффициенты будут разными, и мы найдем искомые поправки по способу наименьших квадратов.

*Другие методы определения орбит.* Было предложено много способов определения элементов орбит визуально-двойных звезд. Некоторые из них повторяют с незначительными изменениями прежние способы. Например,

способ Анрото — Стюарта, как показал П. Г. Куликовский, на самом деле оказывается способом Млодзеевского [6]. Некоторые методы являются развитием и усовершенствованием старых методов. Были предложены способы для случаев наблюдений коротких дуг долгопериодических двойных звезд, как, например, способ Рабе [7] или способ Гюнцеля-Лингнера [3]. Однако следует сказать, что все способы оказываются плохими, если наблюдения охватывают сравнительно короткий промежуток времени, и все методы приводят к удовлетворительным результатам, если весь период обращения по орбите охвачен наблюдениями. Бывают все же случаи, когда требуется применить специальный метод обработки. Например, при наклонности  $i$ , близкой к  $90^\circ$ , видимый эллипс изображается почти прямолинейным отрезком. По чертежу определяется сразу только узел  $\Omega$ . Для нахождения других элементов предложен остроумный способ, изложение которого можно найти в книге Айткена [8].

В некоторых случаях спутник бывает слишком слаб и поэтому невидим. Орбитальное движение главной звезды вокруг центра тяжести обнаруживается по опорным звездам. Проекция фокуса истинной орбиты, т. е. проекция центра тяжести, в данном случае ничем не обозначена. Это создает дополнительные трудности для определения элементов. Надо найти такую точку внутри видимого эллипса, чтобы проекции радиусов-векторов из этой точки в равные интервалы времени описывали равные площади.

Как говорилось выше, только для небольшого числа двойных звезд известны орбиты. В 1938 г. вышел каталог Финсена [9], содержащий элементы орбит 196 звезд. Из них около 90 пар имеют более или менее уверенные определения орбит, для 65 звезд значения элементов лишь предварительны, остальные орбиты весьма ненадежны. В сводном каталоге Беза, изданном в 1950 г. [10], содержится уже 253 двойных звезды с известными орбитами. Для многих из них даются по две и больше системы элементов, вычисленных разными авторами. К настоящему времени число известных орбит возросло до 400 и неуклонно увеличивается. Значения элементов иногда значительно расходятся, особенно у долгопериодических звезд (например, для периодов обращения — на несколько десятков лет, для углов — на несколько десятков градусов, для эксцентриситетов — на десятые доли, для больших полуосей — на секунды).

**§ 14. Определение масс двойных звезд. Сумма масс. Динамические параллаксы.** Наши сведения о звездных массах целиком базируются на изучении масс двойных звезд. Согласно третьему закону Кеплера

$$M_1 + M_2 = \frac{a^3}{P^2},$$

где  $M_1$  и  $M_2$  — массы главной звезды и спутника, выраженные в единицах массы Солнца,  $a$  — большая полуось относительной орбиты в астрономических единицах,  $P$  — период обращения в годах. Так как из наблюдений мы определяем большую полуось в секундах дуги, то для поставленной цели нужно знать параллакс  $p$  двойной звезды. Тогда

$$M_1 + M_2 = \left( \frac{a''}{p''} \right)^3 \frac{1}{P^2}. \quad (9)$$

Из всех аргументов, определяющих сумму масс в формуле (9), хуже всего известен параллакс, входящий к тому же в третьей степени. Поэтому ошибки в определении масс звезд больше всего зависят от неточного знания звездных расстояний. Выгоднее решать обратную задачу, т. е. определять параллакс, приняв массы звезд известными:

$$p'' = \frac{a''}{(M_1 + M_2)^{1/3}} \frac{1}{P^{2/3}}.$$

Известно, что массы звезд, особенно для главной последовательности, не сильно отличаются друг от друга. Если принять массу каждой звезды равной массе Солнца, т. е. единице, то даже такое приближение даст довольно правильное значение параллакса. Для определения средних статистических расстояний до звезд можно, не зная элементов орбиты, использовать равенство

$$p = \frac{2\pi q}{v},$$

где  $q$  — радиус круговой орбиты, равный измеренному расстоянию между компонентами пары;  $v$  — дуга, пройденная спутником за год, полученная делением всего наблюдаемого пути на время наблюдений в годах. Приняв сумму масс равной 2, получим:

$$p = \frac{q^{1/3} v^{2/3}}{4,3}.$$

Параллаксы, вычисляемые по двойным звездам, носят название динамических. Эти параллаксы ценны в том отношении, что определяют расстояния до более отдаленных звезд, тригонометрические параллаксы которых ненадежны. В настоящее время известно около 3000 динамических параллаксов.

**О т н о ш е н и е м а с с.** Астрометрические наблюдения позволяют найти отношение масс двойных звезд и в сочетании с суммой масс определить индивидуальные массы компонентов.

Пусть измерения положений каждой составляющей двойной звезды отнесены к опорным звездам. Обозначим через  $L_1$  и  $L_2$  расстояния главной звезды  $A$  и спутника  $B$  от центра их тяжести в какой-либо момент времени  $t$ . Прямоугольные координаты звезд и их центра тяжести обозначим  $X_1, X_2, X_c$  и  $Y_1, Y_2, Y_c$ . Тогда, очевидно,

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{L_2}{L_1} = \frac{X_c - X_2}{X_1 - X_c} = \frac{Y_c - Y_2}{Y_1 - Y_c}.$$

Отсюда получим:

$$\frac{m_1 + m_2}{m_2} = \frac{X_1 - X_2}{X_1 - X_c} = \frac{Y_1 - Y_2}{Y_1 - Y_c}.$$

Для координаты  $X$  будем иметь:

$$X_1 = X_c + (X_1 - X_2) \frac{m_2}{m_1 + m_2}.$$

В другой момент наблюдений  $t'$  координаты будут другими не только вследствие орбитального движения, но также из-за влияния собственного движения и параллакса. Поэтому для момента  $t'$  можно написать:

$$X'_1 = X_c + \mu_x(t' - t) + ph_x + (X'_1 - X'_2) \frac{m_2}{m_1 + m_2}.$$

В этом уравнении четыре неизвестных:  $X_c, \mu_x, p$  и  $\frac{m_2}{m_1 + m_2}$ . По другой координате будем иметь аналогичное уравнение

$$Y'_1 = Y_c + \mu_y(t - t') + ph_y + (Y'_1 - Y'_2) \frac{m_2}{m_1 + m_2},$$

в котором два неизвестных — общие с неизвестными первого уравнения. Имея достаточное число наблюдений, мы получим по способу наименьших квадратов искомые величины. Для уверенного определения отношения масс нужно иметь наблюдения двойной звезды по возможности по всей ее орбите, чтобы коэффициенты  $(X_1 - X_2)$  и  $(Y_1 - Y_2)$  изменялись в достаточно

мере. Для примера в табл. 2 приводим массы некоторых двойных звезд по последним определениям Эггена [11].

Таблица 2

| Название<br>звезды | Спектр | $M_{bol}$ | $\frac{M}{M_{\odot}}$ |
|--------------------|--------|-----------|-----------------------|
| Сириус A           | A1V    | +1,13     | 2,53                  |
| » » B              | WA     | —         | 1,08                  |
| $\alpha$ Cen A     | dG4    | +4,30     | 1,07                  |
| » » B              | dK5    | +5,65     | 0,87                  |
| 70 Oph A           | K0V    | +5,68     | 0,82                  |
| » » B              | —      | +6,82     | 0,60                  |
| Krū 60 A           | dM4    | +9,29     | 0,28                  |
| » » B              | dM6    | +10,43    | 0,17                  |

Согласно Эггену соотношение масса — светимость для 35 визуально-двойных звезд выражается равенством

$$L = M^{3,1}$$

или в логарифмической форме

$$M_{bol} = 4^m,79 - 7^m,8 \lg M,$$

где  $M_{bol}$  — абсолютная болометрическая величина звезды, а  $4^m,79$  — абсолютная болометрическая величина Солнца.

§ 15. Темные спутники. Понятие темного спутника несколько условно. По смыслу оно означает, что спутник не светится и поэтому невидим. Однако темные спутники не видны из-за своего слабого блеска или близости к главной звезде, в лучах которой они теряются. С усовершенствованием средств наблюдений темные спутники могут стать видимыми.

Обнаружение темных спутников является весьма трудной задачей. Свыше ста лет тому назад Бессель, обработав длинные ряды меридианных наблюдений Сириуса и Прокциона, обнаружил колебания в движениях этих звезд и отсюда заключил о наличии невидимых спутников, вызывающих возмущения. Амплитуда отклонений доходила до 4 секунд дуги, периоды обращений оказались порядка 50 лет, а массы равными примерно массе Солнца. Вскоре спутники были замечены в большие рефракторы и перешли, таким образом, в разряд видимых спутников. Они оказались белыми карликами.

Значительно меньшие колебания были обнаружены у звезды Росс 614, доходившие до  $0'',6$ . Понадобился 200-дюймовый рефлектор Паломарской обсерватории, чтобы получить на фотографии изображение предсказанного спутника. Фотовизуальная величина его оказалась равной  $14^m,8$ , а масса всего  $0,08\odot$  [12]. Масса главной звезды равна  $0,14\odot$ . Обе эти массы — наименьшие из всех известных до сих пор масс звезд и их видимых спутников. До последнего времени самая малая масса была у спутника звезды Крюгер 60, равная  $0,17\odot$  (см. последнюю строку табл. 2).

Еще более слабые колебания были замечены у двойной звезды 61 Cyg, доходившие до  $0'',016$  [13]. Масса темного спутника, вызывающего подобные возмущения, оказалась равной  $0,008\odot$ , что всего в восемь раз больше массы Юпитера. Легко рассчитать, что с ближайшей к нам звезды  $\alpha$  Cen радиус орбиты, описываемой Солнцем под действием притяжения Юпитера, был бы виден под углом  $0'',004$ . Эта величина сравнима с предельной точностью современных астрономических измерений на фотографических негативах. Поиски темных спутников с массами порядка  $0,01\odot$  ограничиваются поэтому

наблюдениями звезд, находящихся от нас не далее 10 пс. Таких звезд в настоящее время известно около двухсот. В табл. 3 приводятся данные о некоторых известных или заподозренных темных спутниках звезд.

Таблица 3

| Название      | 1900, 0                           |          | $m_v$ ,<br>спектр | $P$ ,<br>годы | $a$ , е        | $\mathcal{M}/\mathcal{M}_{\odot}$ ,<br>$p$ |
|---------------|-----------------------------------|----------|-------------------|---------------|----------------|--------------------------------------------|
|               | $\alpha$                          | $\delta$ |                   |               |                |                                            |
| $\eta$ Cas    | 0 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup> ,0 | +57°17'  | 3,6—7,4<br>G0—K0  | 24            | 0",019<br>0,6  | 0,01<br>0",182                             |
| Ross 614      | 6 24 ,3                           | —2 44    | 11,3—14,8<br>M6   | 16,5          | 0",306<br>0,36 | 0,08<br>0",250                             |
| Ci 1244       | 10 14 ,2                          | +20 22   | 9,5<br>M5         | 26,5          | 0",11<br>0,6   | 0,03<br>0",211                             |
| Lalande 21185 | 10 57 ,9                          | +36 38   | 7,5<br>M2         | 8,0           | 0",034<br>0,30 | 0,01<br>0",398                             |
| 70 Oph        | 18 0 ,4                           | +2 31    | 4,3—6,0<br>K0     | 17,0          | 0",015<br>—    | 0,01<br>0",188                             |
| 61 Cyg        | 21 2 ,4                           | +38 15   | 5,6—6,3<br>K5—K5  | 4,9           | 0",010<br>0,63 | 0,008<br>0",292                            |

В четвертом столбце таблицы даются видимые визуальные или фотовизуальные величины и спектры видимых компонентов звезд. В пятом и шестом — элементы орбиты, причем большая полуось относится к видимой звезде, движение которой возмущается спутником. В седьмом столбце даются массы темных спутников и параллаксы звезд. В случае, когда имеется двойная звезда, не всегда известно, какому компоненту принадлежит темный спутник. Возможен также вопрос, не является ли причиной видимых возмущений совокупное влияние двух, например, темных спутников. Для 61 Cyg масса темного спутника вычислена в предположении одного спутника, и так как массы видимых составляющих одинаковы, то вопрос о принадлежности спутника тому или другому компоненту не играет в данном случае роли.

Масса темного спутника вычисляется следующим образом. Обозначим через  $a_1$  и  $a_2$  большие полуоси абсолютных орбит видимой звезды и ее темного спутника и через  $\mathcal{M}_1$  и  $\mathcal{M}_2$  их массы. В фокусе орбит находится общий центр тяжести системы. Тогда

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2}.$$

С другой стороны, по закону Кеплера

$$\frac{(a_1 + a_2)^3}{P^2} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2,$$

где  $a_1 + a_2$  есть большая полуось относительной орбиты. Исключая из двух уравнений  $a_2$ , получим:

$$\frac{a_1^3 \left(1 + \frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2}\right)^3}{P^2} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2,$$

откуда найдем  $\mathcal{M}_2$ . Ввиду обычной малости этой массы по сравнению с массой видимого компонента, задачу можно решать последовательным приближением по формуле

$$\mathcal{M}_2 = \frac{a_1^3}{P} \left( \frac{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2}{P} \right)^{2/3}. \quad (10)$$

Здесь  $p$  — параллакс. В первом приближении можно положить  $\mathcal{M}_2 = 0$  в правой части равенства (10).



Определение массы темного спутника усложняется тем обстоятельством, что измерения видимого компонента относятся, строго говоря, к общему фотометрическому центру, если невидимый спутник обладает какой-то светимостью. Обозначим через  $l_1$  и  $l_2$  расстояния геометрических центров звезды и темного спутника от фотометрического центра и через  $I_1$  и  $I_2$  их светимости. Естественно предположить, что

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{I_2}{I_1} \quad \text{или} \quad \frac{l_1}{l_1 + l_2} = \frac{I_2}{I_1 + I_2} = \beta.$$

Если обозначить через  $L_1$  и  $L_2$  расстояния звезды и спутника от центра тяжести, то будем иметь:

$$\frac{L_1}{L_1 + L_2} = \frac{\mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2} = B,$$

причем очевидно, что  $l_1 + l_2 = L_1 + L_2$ . Вычтя из второго уравнения первое, получим:

$$\frac{L_1 - l_1}{L_1 + L_2} = B - \beta,$$

где  $L_1 - l_1$  есть расстояние фотометрического центра от центра тяжести. Ясно, что орбита, описываемая фотометрическим центром, и ее большая полуось  $a$  меньше действительной орбиты видимого компонента и большой полуоси  $a$ . Следовательно, отношение масс  $B$  будет больше, чем определяемое из наблюдений  $B - \beta$ . Обращаясь к формуле (10), мы можем найти действительную массу темного спутника  $\mathcal{M}_2$ , определив отношение измеренной и действительной больших полуосей орбит. Напишем:

$$\beta = \frac{I_2}{I_1 + I_2} = \frac{1}{1 + \frac{I_1}{I_2}} = \frac{1}{1 + 2,5^{\Delta m}}.$$

Полагая  $I \sim \mathcal{M}^3$ , будем иметь:

$$B = \frac{1}{1 + \frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{I_1}{I_2}\right)^{1/3}} = \frac{1}{1 + 2,5^{\Delta m/3}} = \frac{a_1}{a_1 + a_2}.$$

Тогда

$$B - \beta = \frac{1}{1 + 2,5^{\Delta m/3}} - \frac{1}{1 + 2,5^{\Delta m}} = \frac{a}{a_1 + a_2},$$

откуда

$$\frac{B}{B - \beta} = \frac{a_1}{a} = \frac{1}{1 - \frac{1 + 2,5^{\Delta m/3}}{1 + 2,5^{\Delta m}}}. \quad (11)$$

Когда  $\Delta m = 0$ , т. е. когда обе звезды имеют одинаковую яркость, фотометрический центр совпадает с центром тяжести, и его измерения не могут обнаружить никакого орбитального движения. При  $\Delta m = 2$  из формул (10) и (11) следует, что массу темного спутника следует увеличить в 1,6 раза. При  $\Delta m = 4$  увеличение будет всего в 1,1 раза.

Формула (11) выведена в предположении кубического закона масса — светимость, что на самом деле не всегда выполняется. Кроме того, разность  $\Delta m$  должна относиться к болометрическим величинам\*). Но надо иметь в виду, что весь расчет фактора  $\beta$  носит приближенный характер, так как

\*) Наконец, равенство  $l_1 : l_2 = I_2 : I_1$  правильнее заменить отношением  $l_1 : l_2 = = D(I_2) : D(I_1)$ , где  $D$  — плотность фотографического изображения, учитывающая сенситометрические свойства фотопластины.

светимости темных спутников нам вообще неизвестны, а в случае очень тесных видимых компонентов определение  $\Delta t$  и измерение фотометрического центра неуверенны. В среднем формула (11) хорошо удовлетворяет наблюдениям, как можно видеть, например, по данным ван де Кампа [14].

§ 16. Широкие пары. Предел угловых расстояний, принятый Айткенем для двойных звезд, как мы говорили выше, не выполняется для многих слабых звезд, физическая связь которых не вызывает сомнения. Разительным примером таких далеких спутников является звезда 11-й величины, обнаруженная Иннесом в 1915 г. и отнесенная им к системе двойной звезды  $\alpha$  Сеп по сходству их собственных движений. Измерения параллакса слабого спутника подтвердили связь между этими звездами. В табл. 4 приводятся данные о тройной системе  $\alpha$  Сеп:

Таблица 4

| Звезды | 1900,0        |                 | $m_v$ | Sp | $\mu_\alpha$ | $\mu_\delta$ | $\rho$     |
|--------|---------------|-----------------|-------|----|--------------|--------------|------------|
|        | $\alpha$      | $\delta$        |       |    |              |              |            |
| A      | $14^h 32^m,8$ | $-60^\circ 25'$ | 0,3   | G0 | $-3'',61$    | $+0'',70$    | $+0'',751$ |
| B      | $14\ 32\ ,8$  | $-60\ 25$       | 1,7   | K5 |              |              |            |
| C      | $14\ 22\ ,8$  | $-62\ 15$       | 11,0  | M  | $-3\ ,75$    | $+0\ ,87$    | $+0\ ,762$ |

Элементы орбиты компонента B относительно A следующие:

$$\begin{aligned}
 P &= 80 \text{ лет} & \omega &= 52^\circ,1 \\
 T &= 1955,8 & \Omega &= 25^\circ,4 \\
 e &= 0,52 & i &= +79^\circ,2 \\
 a &= 17'',66 = 23,2 \text{ а.е.}
 \end{aligned}$$

Массы обеих звезд равны массе Солнца каждая. Зная параллакс и угловое расстояние слабого спутника от центра тяжести ярких звезд, получим это расстояние в линейной мере равным 10 500 а. е. Приняв грубо 11 000 а. е. за радиус круговой орбиты слабого спутника, получим период его обращения 730 000 лет и среднегодовое движение по орбите  $0'',07$ , или около  $0,3 \text{ км/сек.}$  Разница собственных движений между АВ и С в три раза больше полученного числа, но порядок величин тот же. Возможно, что орбита спутника не круговая. Пространственная скорость  $\alpha$  Сеп равна  $32 \text{ км/сек.}$  Таким образом, скорость орбитального движения далекого спутника значительно меньше скорости движения звезд в пространстве. Если бы подобная система находилась на расстоянии 100 пс, то угловой радиус орбиты слабого спутника был бы около минуты дуги, движение по орбите составляло бы всего тысячные доли секунды, а собственное движение представляло бы заметную величину порядка  $0'',04$ .

Интересным примером широкой пары является звезда BD+4°4048 ( $\alpha = 19^h 12^m,0$ ;  $\delta = +5^\circ 1'$ , 1900,0), у которой ван Бисбрук нашел слабый спутник на расстоянии  $74''$  по общему собственному движению, равному  $1'',4$ . Измеренный параллакс слабого спутника оказался равным параллаксу главной звезды ( $0'',168 \pm 0'',004$ ). Спектральный класс обеих звезд М, а видимые визуальные величины  $9^m,1$  и  $17^m,9$ . Абсолютная величина спутника, таким образом, равна  $+19^m,0$ , что оказывается самой слабой известной до сего времени абсолютной звездной величиной. Расстояние  $74''$  дуги составляет в линейной мере (пренебрегая проекцией) 440 а. е. Формально рассчитанный период обращения будет 9000 лет, а годовое перемещение по орбите  $0'',05$ .

Вышесказанное свидетельствует о том, что одинаковые собственные движения двух звезд, находящихся друг от друга на большом расстоянии, когда орбитальное движение малозаметно, являются во многих случаях достаточным критерием их физической связи. Так как понятие широкой пары неопределенно, ибо нельзя строго установить пределы расстояний между ее компонентами, то правильнее называть такие пары двойными звездами с общими по величине и направлению собственными движениями. Так, например, известна пара звезд в Большой Медведице, обозначаемых через  $i$  и 10, отстоящих друг от друга на  $6^\circ$ , но имеющих одинаковые параллаксы и очень сходные характеристики движений (см. табл. 5).

Таблица 5

| Звезда | $m_v$ | 1950,0      |                | Sp | $\mu$     | $\varphi$     | $\rho$    | $v$ ,<br>км/сек |
|--------|-------|-------------|----------------|----|-----------|---------------|-----------|-----------------|
|        |       | $\alpha$    | $\delta$       |    |           |               |           |                 |
| $i$    | 3,1   | $8^h55^m,8$ | $+48^\circ14'$ | A5 | $0'',500$ | $240^\circ,2$ | $0'',066$ | $+26$           |
| 10     | 4,1   | $8\ 57\ ,6$ | $+42\ 0$       | F5 | $0\ ,502$ | $238\ ,8$     | $0\ ,070$ | $+13$           |

Каждая из звезд имеет близкого спутника, причем спутник звезды  $i$  сам является тесной двойной. Если рассчитать расстояние между звездами  $i$  и 10 в парсеках, то оно окажется не менее  $1,4\text{ пс}$ , что примерно равно среднему расстоянию между звездами в окрестностях Солнца. С другой стороны, можно обнаружить очень тесные двойные с общими собственными движениями, физическая связь которых несомненна, хотя орбитальное движение еще не установлено. В табл. 6 приводятся примеры двойных и тройных звезд, найденных в площадках Каптейна по общему собственному движению.

Таблица 6

| № площадки | № звезд | $m_{ph}$ | $q''$ | $\mu_x (0'',001)$ | $\mu_y (0'',001)$ | Спектр |
|------------|---------|----------|-------|-------------------|-------------------|--------|
| 15         | 175     | 11,6     | 24    | -71               | +81               | G8     |
|            | 176     | 12,3     |       | -68               | +94               | —      |
|            | 86      | 11,4     |       | -69               | +96               | G7     |
| 18         | 508     | 12,9     | 358   | +54               | +52               | G—K    |
|            | 852     | 12,2     |       | +50               | +50               | G1     |
| 29         | —       | 7,2      | 54    | -76               | -93               | F0     |
|            | —       | 13,2     |       | -59               | -98               | —      |
| 35         | —       | 17,0     | 19    | -90               | +122              | —      |
|            | —       | 17,0     |       | -102              | +118              | —      |
| 68         | 137 дв. | 11,3     | 305   | +35               | -24               | F8     |
|            | 138     | 13,8     |       | +32               | -28               | G5     |

Звезды в площадках 15 и 68 являются типичными примерами тройных систем, в которых две звезды расположены близко друг к другу, а третья значительно дальше от них. Звезда № 137 представляет собой очень тесную пару, компоненты которой на фотографии сливаются в одно растянутое изображение. Расстояние между компонентами можно оценить в  $3''$ . В площадках 29 и 35 звезды, приведенные в таблице, не имеют номера в каталоге Каптейна.

В огромном большинстве случаев мы не знаем расстояний до звезд и их пространственных скоростей. Поэтому две звезды, видимые в одном направлении и имеющие одинаковые собственные движения, могут на самом деле находиться на разных расстояниях и иметь различные движения в пространстве. Можно рассчитать вероятность того, что такие пары не являются оптическими двойными звездами.

Пусть на некоторой площади  $\Sigma$ , например на фотографической пластинке, кроющей определенное число квадратных градусов на небе, располагается в случайном порядке  $N$  звезд. Выберем малую площадку  $\sigma$  и рассчитаем вероятность наличия в ней  $n$  звезд. Вероятность попадания в площадку  $\sigma$  одной звезды равна  $\sigma/\Sigma$ . При любом сочетании  $n$  звезд из всего их числа  $N$  вероятность попадания  $n$  звезд в площадку  $\sigma$  будет равна

$$P_n = C_N^n \left( \frac{\sigma}{\Sigma} \right)^n \left( 1 - \frac{\sigma}{\Sigma} \right)^{N-n}.$$

Последний множитель указывает на то, что  $N - n$  звезд должны быть вне площадки  $\sigma$ . Ввиду малости  $\sigma$  последняя скобка близка к единице, и ею можно пренебречь.

Искомую вероятность можно найти и по формуле Пуассона

$$P_n = \frac{\left( \frac{\sigma}{\Sigma} N \right)^n}{n!} e^{-\frac{\sigma}{\Sigma} N},$$

для вычисления которой имеются таблицы по аргументам  $\frac{\sigma}{\Sigma} N$  и  $n$  (см., например, Г. П. Боев, Теория вероятности, 1950).

Для непосредственного сравнения с данными наблюдений нас интересует не вероятность, а математическое ожидание числа кратных звезд на всей площадке  $\Sigma$ . Для этого надо умножить вероятность  $P_n$  на число площадок  $\sigma$ , которое равно  $\Sigma/\sigma$ . Тогда искомое математическое ожидание равно

$$P_n \frac{\Sigma}{\sigma} = C_N^n \left( \frac{\sigma}{\Sigma} \right)^{n-1}. \quad (12)$$

Собственные движения звезд можно представить в виде векторов, исходящих из одной точки и попадающих своими концами в некоторую площадь  $S$ . Это будет площадь кольца, ограниченного окружностями радиусов  $\mu_1$  и  $\mu_2$ . Вероятность того, что компоненты двойной или кратной звезды будут иметь в пределах вероятной ошибки  $\varepsilon\sqrt{n}$  одинаковые по величине и направлению собственные движения, равна  $\left( \frac{s}{S} \right)^n$ , где  $s$  — площадь круга радиуса  $\varepsilon\sqrt{n}$ . Здесь  $\varepsilon$  — вероятная ошибка одного собственного движения. Математическое ожидание этого события будет равно  $\left( \frac{s}{S} \right)^{n-1}$ .

Итак, математическое ожидание числа двойных и кратных звезд, компоненты которых располагаются в пределах кружка  $\sigma$ , а их собственные движения по величине и направлению различаются не более чем на  $\varepsilon\sqrt{n}$ , равно

$$M.O. = C_N^n \left( \frac{\sigma}{\Sigma} \right)^{n-1} \left( \frac{s}{S} \right)^{n-1}. \quad (13)$$

При этом мы допускаем равновероятное во все стороны направление собственных движений. Чтобы иметь возможность учесть преимущественные направления собственных движений из-за параллактического смещения и потоков Каптейна, следует знать зависимость распределения от позиционного угла  $\phi$ . Практически это можно осуществить прямым подсчетом точек —

концов векторов  $\mu$  на диаграммах Каптейна. Сгладив эти числа по разным позиционным углам, получим отношение  $s/S$  в функции от  $\phi$ . Как показывают подсчеты, это отношение меняется не более чем в четыре раза. Изменение заметно в основном для крупных собственных движений.

Рассмотрим пример. Пусть в площадке Каптейна размером в один квадратный градус = 3600 квадратных минут имеется 30 звезд с собственными движениями

$$0'',030 \geq \mu \geq 0'',015.$$

Площадь кружка  $\sigma$  равна 12 квадратным минутам. Вероятная ошибка одного собственного движения  $\varepsilon = \pm 0'',003$ .

Тогда для двух звезд радиус кружка ошибок будет равен  $\sqrt{2} \cdot 0'',003 \approx 0'',004$ . Отношение площади  $s$  этого кружка к площади  $S$  кольца между окружностями с радиусами  $\mu_1 = 0'',030$  и  $\mu_2 = 0'',015$  будет

$$\frac{s}{S} = \frac{1}{42}$$

(неравномерностями в распределении  $\mu$  мы пренебрегаем). При

$$n = 30 \text{ и } \frac{\sigma}{S} = \frac{1}{300}$$

математическое ожидание получится равным  $1/30$ . Фактически таких двойных звезд оказывается в десятки раз больше, что указывает на реальность физической связи между ними.

Расчет математического ожидания, как было замечено выше, относится, строго говоря, к направлениям на звезды и к проекциям их движений на картинную плоскость. Однако если близость двух направлений и сходство проекций движений маловероятны, то тем более мала вероятность случайной близости двух звезд в пространстве и сходства их пространственных скоростей. Тем более реальна физическая связь между тесными звездами, у которых замечено сходство собственных движений.

**§ 17. Тройные и кратные звезды.** Помимо двойных звезд нередко встречаются тройные и кратные звездные системы, причем по мере развития методов наблюдений оказывается, что некоторые двойные звезды на самом деле имеют три и больше компонентов.

Примером может служить  $\zeta$  УМа, двойственность которой известна с древних времен, так как спутник Мицара — Алькор 4-й величины виден невооруженным глазом на угловом расстоянии в  $11'$ . В 1650 г. Риччоли в небольшую трубу разделил Мицар на две звезды второй и четвертой величины с угловым расстоянием в  $14''$ . В конце XIX в. более яркая составляющая Мицара оказалась спектроскопической двойной с расстоянием между компонентами всего  $0'',012$ . Зная параллакс, который равен  $0'',04$ , получим все расстояния в системе  $\zeta$  УМа в убывающем порядке — 16 000, 300 и 0,3 а. е. Другим примером является известная шестикратная звезда  $\alpha$  Gem — Кастор. Она была открыта как двойная в начале XVIII в. В. Гершель первым обнаружил ее орбитальное движение, и в настоящее время элементы орбиты известны довольно уверенно. При эксцентриситете 0,4 большая полуось равна  $5'',8$ , что при параллаксе  $0'',07$  составляет 83 а. е. В XIX столетии был найден далекий спутник по общему собственному движению на расстоянии  $73''$ , или 1000 а. е. В конце XIX в. и в нашем столетии было установлено, что каждый из компонентов является спектрально-двойной звездой с периодами для звезд A B и C 2,9, 9,2 и 0,8 дня и с радиусами орбит около 0,02 а. е.

Не менее интересна звезда  $\zeta$  в созвездии Рака, которая представляет четверную звезду, у которой два компонента А и В находятся друг от друга на расстоянии  $0'',9$  с периодом обращения 60 лет. Третий компонент С расположен на расстоянии  $7'',3$  от первых двух и в своем движении обнаруживает возмущения, которые О. Струве еще в 1875 г. объяснял существованием темного спутника D. В настоящее время период обращения АВ и CD вокруг общего центра тяжести найден равным 1140 годам, а период обращения D и С — 17 годам при  $a=0'',24$ . Расчет масс дает для каждой из четырех звезд примерно массу Солнца, и так как спутник D невидим, то при столь малой светимости он должен быть белым карликом.

Хорошо известная четверная звезда  $\epsilon$  Лут за последние годы была подвергнута новому исследованию [15]. Были вычислены следующие предварительные элементы орбит каждой пары (табл. 7):

Таблица 7

| Звезды            | $P$<br>в годах | $a$     | $e$ | $\omega$    | $i$             | $\Omega$   | $T$<br>в годах |
|-------------------|----------------|---------|-----|-------------|-----------------|------------|----------------|
| $\epsilon_1$ (AB) | 1166           | $2'',8$ | 0,2 | $166^\circ$ | $\pm 138^\circ$ | $29^\circ$ | 1152,4         |
| $\epsilon_2$ (CD) | 585            | $3'',0$ | 0,5 | 92          | $\pm 120$       | 17         | 1644,5         |

Сходство элементов  $i$  и  $\Omega$  указывает на компланарность орбит, т. е. на параллельность их плоскостей. Как четверная звезда,  $\epsilon$  Лут не изменила заметным образом за 100 лет наблюдений расстояния  $\varrho=208'',0$  и позиционного угла  $\theta=172^\circ,3$  между двумя парами звезд. С другой стороны, близкое сходство движений всех четырех звезд  $\epsilon$  Лут свидетельствует об их физической связи. Если принять, что плоскость общей орбиты совпадает с плоскостями орбит каждой пары, то расстояние в пространстве между последними будет 13 600 а. е. Принимая во внимание, что спектры всех звезд  $\epsilon$  Лут в среднем класса А3 и сумма масс равна примерно 10 массам Солнца, получим период обращения около 300 000 лет.

Среди тройных и кратных звезд огромное большинство составляют системы, подобные вышеописанным, в которых пары отделены от других пар или от одиночных звезд расстояниями, значительно превышающими размеры орбит парных составляющих. Орбитальные движения в таких системах совершаются по эллипсам без существенных возмущений со стороны других звезд. Поэтому такие системы очень устойчивы, и движения по кеплеровым орбитам продолжаются неопределенно долгое время. Совсем иной характер движений могут иметь некоторые тройные и кратные звезды, когда взаимные расстояния между их составляющими одного порядка. Такие системы можно уподобить рассеянными скоплениям с очень малым числом членов. При сближениях звезд в скоплениях отдельные звезды могут приобрести настолько большие скорости, что покидают скопление, которое, таким образом, постепенно разрушается. Тройные и кратные звезды типа открытых скоплений или, как их назвал В. А. Амбарцумян, типа Трапеции (по кратной звезде  $\theta' \text{ Ori}$ , четыре составляющие которой образуют трапецию) должны быть неустойчивыми образованиями и довольно быстро распадаться. Незначительное число кратных звезд типа скоплений подтверждает молодость этих систем, на что также указывает преобладание в них звезд ранних спектральных классов. В работе Валленквиста [16], рассмотревшего 2771 тройную и кратную систему каталогов Айткена и Иннеса для звезд ярче 9-й величины, только около 400 систем отнесено к типу Трапеции. Разделение на два типа характеризовалось отношением большего расстояния к меньшему, равному 3.

Все системы, у которых это отношение больше трех, принадлежали к обычным кратным звездам. Но, как указал В. А. Амбарцумян [17], среди систем типа Трапеций могут быть оптические трапеции, а также псевдотрапеции, т. е. обычные кратные системы, которые, проектируясь на небесную сферу, превращаются в трапеции. Если число оптических систем сравнительно мало, то псевдотрапеций значительно больше. Согласно расчетам Амбарцумяна вероятность превращения кратной звезды обыкновенного типа в псевдотрапецию равна 0,09. Таким образом, можно считать, что более половины из 400 систем, отнесенных Валленквистом к трапециям, являются псевдотрапециями. Расчет подтверждает также, что среди кратных звезд классов А — К процент реальных трапеций ничтожно мал, в то время как он велик у звезд классов О — В. Ряд систем типа Трапеции входит в состав О-скоплений, которые в свою очередь являются ядрами звездных ассоциаций.

Типичным примером кратной звезды типа Трапеции является сама Трапеция Ориона, в которой расстояния между четырьмя звездами А, В, С, D равны:  $AB=8'',7$ ,  $AC=13'',1$ ,  $AD=21'',6$ . Исследования внутренних движений в этой системе, находящейся от нас на расстоянии около 400 пс, не привели пока к уверенным результатам относительно каких-либо траекторий движений или общего расширения системы. В каталоге трапеций, составленном Амбарцумяном, дается 108 названий кратных систем, среди которых большинство составляющих имеет взаимные расстояния от 0,02 до 0,2 пс. В отдельных трапециях расстояния доходят почти до 1 пс. Число компонентов доходит до семи.

§ 18. Статистика двойных и кратных звезд. Выше уже было сказано о большом числе двойных и кратных звезд, встречающихся в нашей Галактике. Точное отношение их числа к числу одиночных звезд установить нелегко, так как это зависит от условий наблюдений и отбора. Эффект селекции наблюдательного материала всегда искажает результаты статистического исследования, о чем приходится помнить при установлении тех или иных статистических закономерностей. В ближайших окрестностях Солнца эффект отбора должен влиять меньше, так как наблюдения позволяют здесь получить более исчерпывающий материал. В табл. 8 рассматриваются три сферических объема с центром в Солнце, с радиусами в 5, 10 и 20 пс, для которых наблюдения дают общее число звезд и число одиночных, двойных и тройных звезд. В нижней строке даны соответствующие числа для звезд до 15-й величины с собственными движениями  $\mu \geq 0'',015$ , найденными в 115 северных площадках Каптейна по сходству собственных движений [18]. Радиус сферы, содержащей эти звезды, можно примерно оценить в 500 пс.

Таблица 8

| Объем            | Всего звезд | Одиночных | Двойных | Тройных | $K_1$ | $K_2$ |
|------------------|-------------|-----------|---------|---------|-------|-------|
| $p \geq 0'',2$   | 55          | 31        | 9       | 2       | 35%   | 22%   |
| $p \geq 0'',1$   | 257         | 143       | 45      | 8       | 37    | 18    |
| $p \geq 0'',05$  | 1076        | 745       | 134     | 21      | 21    | 16    |
| $p \geq 0'',002$ | 7466        | 7087      | 149     | 27      | 2,5   | 18    |

В последних двух столбцах дается процентное отношение суммы двойных и тройных звезд к одиночным звездам ( $K_1$ ) и тройных звезд к двойным звездам ( $K_2$ ). При этом каждая пара и тройка считается за единицу. В то время как процент двойных и тройных систем с увеличением объема пространства уменьшается в силу ограничения наблюдательных возможностей, процентное отношение тройных звезд к двойным остается почти постоянным и равным в среднем 18%.

Как показали многочисленные исследования, двойные звезды не представляют собой обособленной группы, отличной от звезд общего поля Галактики. Их кинематические особенности, распределение в пространстве, галактическая концентрация, спектральные характеристики такие же, как у одиночных звезд соответствующих подсистем и типов. Широкие пары в этом отношении также ничем не отличаются от обычных звезд. Компонентами двойных звезд могут быть звезды различных последовательностей диаграммы спектр — светимость, что оправдывается также и для широких пар [19]. Возможны сочетания звезд главной последовательности с белыми карликами. Список 32 таких пар дает В. Лейтен [20]. Среди них одна двойная звезда LDS 275, у которой оба компонента являются белыми карликами ( $\alpha_{1950.0} = 9^h 35^m, 0$ ,  $\delta_{1950.0} = -37^\circ 07'$ ,  $\mu = 0'', 37$ ,  $m_{pg} = 14,6$ ,  $m'_{pg} = 15,0$ ,  $q = 3'', 7$ ,  $\theta = 37^\circ$ ). Согласно предварительным расчетам Лейтена у этой звезды период  $P = 685$  лет и большая полуось  $a = 5'', 2$ , что при гипотетическом параллаксе  $p = 0'', 06$  дает  $a = 87,5$  а. е. Сумма масс равна  $1,4\odot$ .

Разность видимых величин  $\Delta m$  для двойных звезд является в то же время и разностью абсолютных величин  $\Delta M$ . Блеск компонентов может различаться больше чем на десять величин, и, как показывает анализ с учетом селекции материала, такая разница в блеске равновероятна для всех значений  $\Delta M$ . Связь  $\Delta M$  с разностью спектров в случае звезд главной последовательности в общем следует известной закономерности, когда более слабый компонент соответствует более позднему спектральному классу. Однако, как сказано выше, бывают сочетания, нарушающие такую последовательность. В системах-гигантах спутник, как правило, принадлежит к более раннему спектральному классу. Могут быть случаи, когда компоненты одного спектрального класса значительно отличаются по блеску.

Что касается распределения спутников в зависимости от их расстояния от главной звезды или, более точно, от распределения больших полуосей орбит, то решение этого вопроса затрудняется не только эффектом селекции наблюдательного материала, но и отсутствием достаточных сведений о звездных параллаксах. Статистическая обработка данных наблюдений приводит к выводу, что с увеличением расстояний между компонентами число спутников уменьшается. Это касается распределения спутников в проекции на небесную сферу. Если рассматривать распределение спутников в пространстве, совместив главные звезды в одной точке, то можно ввести понятие пространственной плотности спутников  $\sigma$ , зависящей от расстояния  $r$  между компонентами. Исследования показывают, что  $\sigma$  обратно пропорциональна  $r$  в третьей степени  $n$ , например,

$$\sigma \sim r^{-3}.$$

Таким образом, число спутников уменьшается обратно пропорционально их расстояниям от главной звезды. Иначе говоря, таково распределение больших полуосей. Согласно Амбарцумяну [21] плотность  $\sigma$  в случае статистического равновесия в распределении больших полуосей пропорциональна  $r^{-3/2}$ . Сравнивая эти два распределения с наблюдениями, можно заключить, что большие полуоси звездных пар распределены никак не по закону статистического равновесия, так как в этом случае число пар должно расти с увеличением расстояния  $q$ .

Обращаясь к вопросу распределения масс в двойных звездах, можно прийти к заключению, что сочетание различных масс компонентов равновозможно, вплоть до наличия планетоподобных спутников, как мы видели раньше. Такой вывод находится в соответствии с равновероятностью любых разностей абсолютных величин  $\Delta M$ . Койпер находит [22], что среди всех звезд, обладающих массой больше солнечной, процент двойных больше, чем среди звезд малой массы. Возможно, что здесь проявляется эффект отбора,



так как звезды большей массы являются звездами, в которых орбитальное движение спутников заметнее.

Многочисленные исследования различных зависимостей между элементами орбит двойных звезд не привели к уверенным результатам относительно действительного существования статистических связей между ними. Наиболее интересная зависимость период — эксцентриситет в настоящее время все с большей очевидностью находит свое объяснение в эффекте селекции. Наблюдения иногда показывают, что с увеличением периода увеличивается эксцентриситет. Но двойные звезды с большим периодом обращения будут обнаруживаться чаще при больших эксцентриситетах, чем при круговых орбитах, так как быстрое движение у периастрия может быть замечено легче. В случае короткого периода, наоборот, круговые орбиты обнаружить легче, так как при больших эксцентриситетах выпадут положения спутника у апоастрия, где движения медленны и наблюдения не дадут возможности выявить относительные смещения компонентов\*). Зависимость период — спектр у визуальных двойных звезд не обнаружена.

Ниже приводятся числовые данные, подтверждающие вышесказанное. Согласно С. Вержбицкому [23], рассмотревшему около 400 визуально-двойных звезд с известными орбитами, зависимость между периодом и эксцентриситетом получается следующей (см. табл. 9 и 10).

Таблица 9

| $P$ в годах | $N$ | $\bar{e}$ | $\bar{P}$ в годах |
|-------------|-----|-----------|-------------------|
| 0—40        | 94  | 0,444     | 21,78             |
| 40—80       | 91  | 0,493     | 57,58             |
| 80—120      | 57  | 0,559     | 97,62             |
| 120—160     | 35  | 0,505     | 140,42            |
| 160—300     | 54  | 0,540     | 228,5             |
| 300—500     | 15  | 0,479     | 384,6             |
| 500—700     | 19  | 0,531     | 606,3             |
| 700—1100    | 10  | 0,603     | 814,3             |
| 1100—1550   | 3   | 0,374     | 1280,5            |

Таблица 10

| $e$       | $N$ | $\bar{P}$ | $\bar{e}$ |
|-----------|-----|-----------|-----------|
| 0,00—0,20 | 48  | 175,00    | 0,114     |
| 0,20—0,40 | 80  | 108,91    | 0,285     |
| 0,40—0,60 | 109 | 148,41    | 0,491     |
| 0,60—0,80 | 84  | 211,16    | 0,696     |
| 0,80—1,00 | 57  | 146,86    | 0,869     |
| 0,00—1,00 | 378 | 157,14    | 0,502     |

Коэффициент корреляции между этими двумя элементами оказался равным  $r = +0,07 \pm 0,05$  (ср. ошибка), что не подтверждает зависимость между  $P$  и  $e$ . Распределение звезд довольно симметричное в табл. 10 относительно максимума  $e = 0,5$ . П. Куто [24]

Таблица 11

| $e$     | % набл. | % вычисл. |
|---------|---------|-----------|
| 0,0—0,1 | 3,4     | 4,0       |
| 0,1—0,2 | 9,3     | 8,4       |
| 0,2—0,3 | 12,4    | 11,1      |
| 0,3—0,4 | 10,7    | 12,9      |
| 0,4—0,5 | 13,4    | 13,7      |
| 0,5—0,6 | 14,4    | 13,7      |
| 0,6—0,7 | 12,2    | 12,9      |
| 0,7—0,8 | 10,7    | 11,1      |
| 0,8—0,9 | 8,8     | 8,4       |
| 0,9—1,0 | 4,6     | 4,0       |

дает более детальное распределение 400 двойных звезд по эксцентриситетам и сравнивает его с вычисленным по предложенной им эмпирической формуле  $f(e) = k(e - e^2)^{3/4}$  (см. табл. 11).

Распределение визуально-двойных звезд по спектральным классам и соответствующие эксцентриситеты и периоды приведены в табл. 12, откуда видно, что никакой зависимости между этими характеристиками не обнаруживается. Спектры даются для главной составляющей. Соотношения между геометрическими элементами  $i$ ,  $\Omega$ ,  $\omega$  и эксцентриситетом  $e$ , а также перио-

метрическими элементами  $i$ ,  $\Omega$ ,  $\omega$  и эксцентриситетом  $e$ , а также перио-

\*) Кроме того, у периастрия можно не увидеть составляющих пару раздельно.

Таблица 12

| Спектры | $N$ | $e$  | $\bar{P}$ в годах |
|---------|-----|------|-------------------|
| B       | 4   | 0,41 | 278,7             |
| A       | 59  | 0,49 | 181,2             |
| F       | 59  | 0,55 | 155,7             |
| G       | 139 | 0,52 | 155,6             |
| K       | 83  | 0,48 | 146,7             |
| M       | 21  | 0,40 | 133,8             |

дом  $P$  не указывают на какую-либо зависимость между ними. Коэффициенты корреляции получаются очень малыми с ошибками того же порядка. Не оказывается также никакой связи между большой полуосью  $a$  и эксцентриситетом  $e$ . Зато, как следствие третьего закона Кеплера, заметна корреляция между  $a$  и  $P$ :

$$r = +0,51 \pm 0,04.$$

Не найдено никакой корреляции между  $i$  и  $a$ , что видно из табл. 13.

Таблица 13

| $a$         | $N$ | $\bar{i}$ |
|-------------|-----|-----------|
| 0",00—1",00 | 286 | 52°,0     |
| 1,00—2,00   | 52  | 52,8      |
| 2,00—5,00   | 27  | 49,5      |
| 5,00—10,00  | 9   | 50,1      |
| >10",00     | 4   | 56,2      |
| $a < 30''$  | 378 | 51,9      |

В заключение остановимся на вопросе о компланарности орбит двойных и кратных звезд. Параллельность плоскостей орбит двойных звезд в пространстве в окрестностях Солнца исследовалась неоднократно, и результат всегда получался отрицательный. Плоскости орбит ориентированы в пространстве произвольным образом. В работах Т. А. Агекяна [25] рассматривался вопрос о компланарности орбит в системах кратных звезд, под компланарностью понималось совпадение плоскостей орбит внутри системы. Задача решалась статистически, на основе изучения взаимных расположений компонентов кратной системы. Были привлечены также 59 звезд с известными элементами орбит. Сравнив теоретические расчеты с наблюдаемыми данными, Агекян получил частичное подтверждение свойства компланарности орбит в тройных и четверных системах.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ III

1. Jackson J., MN 115, 2, 1955.
2. Muller P., B. A. 14, fasc. 4, 257, 1949.
3. G ü n t z e l - L i n g n e r U., AN 281, 79, 1953.
4. Smart W., Text-Book of Spherical Astronomy, 1936.
5. Ш а й н Г. А., Курс астрофизики и звездной астрономии, ч. II, ГТТИ, 1934.
6. Куликовский П. Г., Астрон. журн. 26, вып. 4, 249, 1949.
7. R a b e W., AN 280, 1, 1951.

8. Aitken R., The Binary Stars, 1935.
  9. Union Obs. Circ., № 100, 466, 1938.
  10. Baise P., J. O. 33, № 1—2, 1950.
  11. Eggen O., Astron. J. 61, № 9, 1956.
  12. Lippincot S., Astron. J. 60, № 10, 1955.
  13. Дейч А. Н., Изв. ГАО, №№ 146 (1951), 160 (1957) и 166 (1960).
  14. Камп Р. v. de, Astron. J. 59, № 11, 447, 1954.
  15. Güntzel-Lingner U., AN 283, 73, 1956.
  16. Wallenquist A., Uppsala Astr. Obs. Annalen 1, 5, 1944.
  17. Амбарцумян В. А., Сообщения Бюраканск. обсерв. XV, 1954.
  18. Дейч А. Н., Изв. ГАО, № 168, 1961.
  19. Куликовский П. Г., Астрон. циркуляр, № 171, 16, 1956.
  20. Luyten W., Obs. Univ. Minnesota, 1956.
  21. Амбарцумян В. А., Астрон. журн. 14, 3, 207, 1937.
  22. Kuiper G. P., ApJ 95, 212, 1942.
  23. Wierzbinski S., Acta Astronomica 8, 2, 78, 1958.
  24. Couteau P., J. O. 43, № 3, 1960.
  25. Агекян Т. А., Вопросы космогонии III, 63, 1954.
-

## Г Л А В А IV

### СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

§ 19. Кривые лучевой скорости. Звезды с переменной лучевой скоростью были открыты в 1889 г. Впервые переменность лучевой скорости была замечена в спектре  $\zeta$  UMa и  $\beta$  Per. Периодическое смещение или раздвоение спектральных линий часто были единственными признаками двойственности этих звезд. Среди спектрально-двойных звезд приблизительно лишь у одной шестой их числа наблюдается периодическое раздвоение линий. Условия видимости спектральных линий второго компонента зависят от разности блеска компонентов. Данные наблюдений показывают, что при разности свыше  $0^m,7$  в большинстве случаев линии второго компонента делаются уже невидимыми. Провести резкую границу между спектрально-двойными и визуально-двойными звездами нельзя. В настоящее время известны спектрально-двойные с периодом от нескольких часов (0,1084 дня у  $\gamma$  UMi) до 15 лет ( $\epsilon$  Hya) и более ( $\epsilon$  Aur и др.).

Задачи определения орбит спектрально-двойных и визуально-двойных звезд принципиально отличаются друг от друга. Основное различие заключается в том, что в случае визуально-двойной звезды, как правило, определяется орбита спутника по отношению к главной звезде. Переход к абсолютной орбите возможен лишь при знании отношения масс обоих компонентов, а переход к линейным размерам (в километрах или астрономических единицах) возможен лишь при знании параллакса системы.

В случае же спектрально-двойной звезды определяют орбиту одного или обоих компонентов по отношению к центру инерции системы. Определение размеров орбиты не требует знания параллакса, но большая ось определяется не непосредственно, а с множителем  $\sin i$ . Положение линии узлов остается неопределенным, хотя легко найти момент прохождения через точки узлов; для спектрально-двойной звезды  $\omega$  есть угловое расстояние периастро от восходящего узла в сторону орбитального движения. В восходящем узле звездный компонент имеет максимальную положительную скорость.

Кроме  $\omega$  мы имеем дело со следующими элементами: период  $P$ , выраженный в средних солнечных сутках; обычно это наблюдаемый период, который из-за конечной скорости света связан с истинным периодом  $P_0$  соотношением

$$P_0 = \frac{P}{1 + \frac{\gamma}{c}},$$

где  $\gamma$  — лучевая скорость центра масс системы,  $K_1$  и  $K_2$  — полуамплитуды кривых лучевой скорости для каждого из компонентов;  $K_1 + K_2$  есть полуамплитуда кривой лучевой скорости одного компонента по отношению к другому;  $a_1$  и  $a_2$  — полуоси орбит компонентов по отношению к центру инерции системы;  $i$  — наклонность, определяемая как угол между плоскостью орбиты и картинной плоскостью; спектрографические наблюдения не позволяют определить наклонность.

Из всех методов определения элементов орбиты спектрально-двойной звезды самыми простыми и удобными являются методы Лемана-Фильеса и метод Ирвина [1]. Кроме того, существуют методы Шварцшильда, Рессела, Цургелена, Кинга и др. Наиболее часто на практике применяется метод Лемана-Фильеса, причем поправки к предварительно найденным элементам находятся по методу наименьших квадратов.

Самой ответственной частью работы является построение кривых лучевой скорости и определение периода. Формально для определения элементов орбиты достаточно иметь лучевые скорости для шести моментов времени. В действительности необходимо иметь значительное число наблюдений, более или менее равномерно распределенных по фазам периода, на основании которых и строится кривая скорости. Если период очень короток (несколько

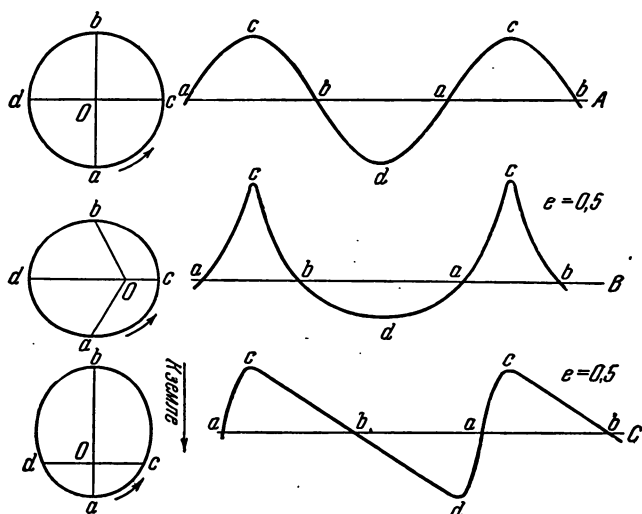


Рис. 24.

часов), то его легко можно установить по наблюдениям одной ночи. Однако это редкие случаи. Обычно период приходится определять методом последовательных приближений. Можно указать следующий прием для нахождения периода в первом приближении. Наблюдения наносятся на разграфленную бумагу. Выбирают достаточно хорошо расположенную серию наблюдений (наблюдения должны быть достаточно частыми). Последнюю наносят на прозрачную бумагу и передвигают по основному чертежу (сохраняя значения ординат) до тех пор, пока не находят расположение точек наблюдений, хорошо укладывающихся между точками на прозрачной бумаге. Тогда, очевидно, охватываемый интервал равен периоду или кратному периоду. Для точного определения периода необходимо иметь наблюдения, разделенные интервалом в несколько лет. Все наблюдения приводятся к интервалу, охватывающему один оборот; это достигается вычитанием кратных периода из более поздних эпох наблюдений. Отклонение от этой кривой в точках максимума и минимума для наиболее отдаленных эпох наблюдений укажет, в каком направлении и на какую величину следует изменить период. Более точно эту операцию можно проделать по средней части кривой скоростей, где изменение скорости с фазой является наибольшим, но это возможно лишь в том случае, если поправка к ранее найденному периоду мала, в противном случае иногда можно ошибиться в величине смещения на целых полпериода.

Что касается начальной эпохи кривой, то она выбирается несколько произвольно; однако предпочтительнее выбрать эпоху, когда скорость ( $v_r$ )

равна скорости центра инерции ( $\gamma$ ), причем около этого момента величина  $(v_r - \gamma)$  меняет знак.

Если амплитуда колебания лучевой скорости мала, для суждения о ее реальности Шлезингер рекомендовал разбить все наблюдения на группы, в которые входят наблюдения, дающие  $v_r$  в интервале от  $v_r$  до  $v_r + \Delta v_r$ , где  $v_r$  равно целому числу километров в секунду, а  $\Delta v_r$  составляет 1 или 2 км/сек. В каждом интервале мы подсчитываем число наблюдений, которое пропорционально частоте встречаемости  $v_r$ . Определив кривую частот из наблюдений и сравнив ее с кривой случайных ошибок, можно вообще до некоторой степени судить о том, является ли данная звезда спектрально-двойной. При этом в зависимости от значений  $e$  и  $\omega$  отклонения от кривой ошибок будут иметь тот или иной систематический характер.

По виду кривой скорости можно получить некоторое представление об элементах орбиты. На рис. 24 представлены три характерные кривые скорости и соответствующие им орбиты. Точки  $a, b$  на кривой соответствуют точкам  $a$  и  $b$  орбиты, где лучевой компонент орбитальной скорости равен нулю. Точки  $c$  и  $d$  соответствуют узлам. Если орбита круговая ( $A$ ), то кривая скоростей представляет собой синусоиду и интервалы времени между  $a, c, b$  и  $d$  равны. Если орбита эллиптическая ( $B$  и  $C$ ), то в зависимости от  $e$  и  $\omega$  кривые лучевой скорости будут различаться (в случае  $B \omega = 0^\circ$ , в случае  $C \omega = 270^\circ$ ).

**§ 20. Основные формулы определения орбиты. Метод Лемана-Фильеса.** Пусть  $r$  и  $v$  — радиус-вектор и истинная аномалия точки  $S$  на орбите по отношению к центру инерции системы и  $z$  — проекция радиуса-вектора на луч зрения.

Тогда

$$z = r \sin i \sin(v + \omega). \quad (1)$$

Орбитальный компонент лучевой скорости  $v_r$  равен  $\frac{dz}{dt}$  и выражается в километрах в секунду. Следовательно,

$$\frac{dz}{dt} = \sin i \sin(v + \omega) \frac{dr}{dt} + r \sin i \cos(v + \omega) \frac{dv}{dt}. \quad (2)$$

Согласно законам эллиптического движения имеем:

$$r \frac{dv}{dt} = \frac{\mu a (1 + e \cos v)}{\sqrt{1 - e^2}} \quad \left( \mu = \frac{2\pi}{P} \right), \quad (3)$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\mu a \sin v}{\sqrt{1 - e^2}}, \quad (4)$$

отсюда

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\mu a \sin i}{\sqrt{1 - e^2}} [e \cos \omega + \cos(v + \omega)]. \quad (5)$$

Это и есть основное уравнение в задаче определения элементов орбиты спектрально-двойной звезды;  $v_r$  связана с  $\frac{dz}{dt}$  равенством

$$v_r = \frac{dz}{dt} + \gamma. \quad (6)$$

На графиках кривых лучевой скорости линию, соответствующую  $v_r = \gamma$ , называют  $\gamma$ -осью.

Из уравнения (5) следует, что при  $v + \omega = 0$  или  $180^\circ$   $\frac{dz}{dt}$  по абсолютной величине достигает наибольшего значения. Так как  $\omega$  отсчитывается в направлении движения звезды от восходящего узла до периастрия,

а  $v$  — от периастрия в том же направлении, то очевидно, что  $\left| \frac{dz}{dt} \right|$  достигает наибольшего значения в узлах. Если мы обозначим через  $A$  и  $B$  значения  $\frac{dz}{dt}$  в узлах, отсчитываемые от  $\gamma$ -оси, и через  $K$  полуамплитуду, то будем иметь:

$$K = \frac{\mu a \sin i}{\sqrt{1-e^2}}, \quad (7)$$

$$A = K(1 + e \cos \omega), \quad (8)$$

$$B = K(1 - e \cos \omega), \quad (9)$$

$$\frac{A+B}{2} = K, \quad (10)$$

$$\frac{A-B}{2} = Ke \cos \omega, \quad \frac{A-B}{A+B} = e \cos \omega. \quad (11)$$

Уравнение (6) принимает вид

$$v_r = \gamma + K[e \cos \omega + \cos(v + \omega)] = \gamma + \frac{A-B}{2} + \frac{A+B}{2} \cos(v + \omega). \quad (12)$$

Иногда приходится отсчитывать ординаты не от оси  $\gamma$ , а от так называемой средней оси, при которой  $A=B$ . В этом случае

$$v_r = \gamma' + K \cos(v + \omega). \quad (13)$$

В формуле (7) единицей времени служит день (сутки), а  $K$  выражается в километрах в секунду. Приводя все к одному масштабу времени (секунды), получим:

$$a \sin i = 8,64 \cdot 10^4 \frac{KP}{2\pi} \sqrt{1-e^2}. \quad (14)$$

Уравнение (14) можно написать отдельно для каждой из орбит компонентов (обозначая  $a$  и  $K$  индексами 1 и 2).

Согласно третьему закону Кеплера

$$\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 = \frac{(a_1 + a_2)^3}{P^2}, \quad (15)$$

где единицей массы служит масса Солнца ( $\odot = 1$ ),  $a_1 + a_2$  выражено в астрономических единицах и  $P$  — в годах. Так как

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{\mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_1}, \quad \text{то} \quad a_1 + a_2 = a_1 \frac{\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_2}. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (15) и умножая обе части равенства на  $\sin^3 i$ , получим:

$$(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2) \sin^3 i = \frac{1}{P^2} \left( \frac{\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_2} \right)^3 a_1^3 \sin^3 i. \quad (17)$$

Заменяя  $a_1 \sin i$  с помощью (14) и переходя к суткам (в  $P$ ) и к километрам, мы найдем «функцию масс»  $f_1$ :

$$f_1 = \frac{\mathfrak{M}_2^3 \sin^3 i}{(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2)^2} = 1,038 \cdot 10^{-7} K_1^3 P (1 - e^2)^{3/2}. \quad (18)$$

Если наблюдаются линии лишь одного компонента, то все, что мы можем определить, это  $P$ ,  $e$ ,  $\omega$ ,  $f_1$  и  $a_1 \sin i$ . В том случае, когда наблюдаются

линии обоих компонентов, можно найти раздельно  $\mathfrak{M}_1 \sin^3 i$ ,  $\mathfrak{M}_2 \sin^3 i$ :

$$(a_1 + a_2) \sin i = 1,375 \cdot 10^4 (1 - e^2)^{1/2} (K_1 + K_2) P, \quad (19)$$

$$(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2) \sin^3 i = 1,038 \cdot 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} (K_1 + K_2)^3 P, \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{M}_1 \sin^3 i &= 1,038 \cdot 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} (K_1 + K_2)^2 K_2 P, \\ \mathfrak{M}_2 \sin^3 i &= 1,038 \cdot 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} (K_1 + K_2)^2 K_1 P \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

и

$$\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2} = \frac{K_2}{K_1}. \quad (22)$$

С помощью (16) получаем раздельно  $a_1 \sin i$  и  $a_2 \sin i$ .

Перейдем к методике определения элементов по способу Лемана-Фильеса. На графике кривой лучевой скорости прежде всего необходимо найти положение  $\gamma$ -оси. Так как она соответствует центру инерции системы, то площадь кривой над  $\gamma$ -осью должна быть равна площади ниже этой кривой. Так как вместе с тем орбита является замкнутой кривой, то, очевидно,  $\gamma$ -ось определяется из условия

$$\int_{t=0}^{t=P} \frac{dz}{dt} dt = 0. \quad (23)$$

На рис. 25 площадь, ограниченная кривой  $DAC$ , должна быть равна площади  $CBD$ . Измерение площади

легко сделать с помощью планиметра или просто по клеткам миллиметровой бумаги, на которую нанесена кривая. Двух или трех проб в проведении  $\gamma$ -оси вполне достаточно. Далее мы фиксируем на кривой точки с ординатами  $A$  и  $B$ , соответствующие абсолютным значениям максимальных скоростей. Выбор этих точек проверяется таким образом, что площадь  $AaB$  должна быть равна площади  $CbB$  и  $DaA$  равна  $BbD$ . Так как  $C$  и  $D$  лежат на  $\gamma$ -оси, то из (5) и (11) следует:

$$[\cos(v + \omega)]_{C, D} = -\frac{A - B}{A + B} = -e \cos \omega. \quad (24)$$

Если  $v_1$  — истинная аномалия, соответствующая точке  $C$ , которую звезда проходит на пути от восходящего узла к нисходящему, и  $v_2$  — истинная аномалия, соответствующая точке  $D$ , то  $\sin(v_1 + \omega)$  будет, очевидно, положительным, а  $\sin(v_2 + \omega)$  — отрицательным.

Согласно (24)

$$\cos(v_1 + \omega) = \cos(v_2 + \omega) = -\frac{A - B}{A + B}. \quad (25)$$

Отсюда

$$\sin(v_1 + \omega) = \frac{2\sqrt{AB}}{A + B}, \quad \sin(v_2 + \omega) = -\frac{2\sqrt{AB}}{A + B}. \quad (26)$$

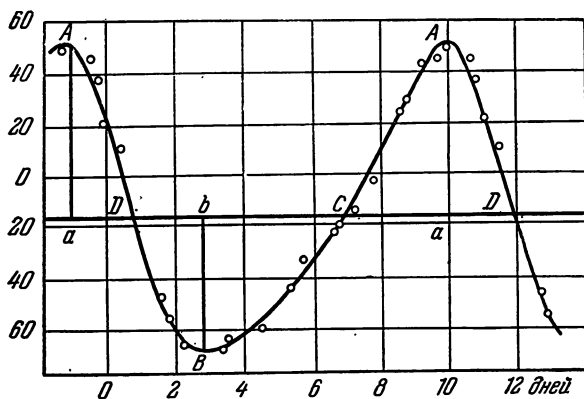


Рис. 25.



Обозначим площади  $AaC$  и  $bBD$  через  $z_1$  и  $z_2$ . Если  $r_1$  и  $r_2$  суть радиусы-векторы для точек  $C$  и  $D$ , то

$$z_1 = r_1 \sin i \sin (v_1 + \omega) = -z_2 \frac{r_1}{r_2}.$$

Следовательно,

$$-\frac{z_1}{z_2} = \frac{r_1}{r_2} = \frac{1+e \cos v_2}{1+e \cos v_1}, \quad (27)$$

так как

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos v}.$$

Заменяя  $v$  на  $[(v+\omega)-\omega]$ , мы можем после некоторых преобразований переписать (27) в виде

$$-\frac{z_1}{z_2} = \frac{\sin(v_1+\omega)-e \sin \omega}{\sin(v_1+\omega)+e \sin \omega}, \quad (28)$$

откуда

$$e \sin \omega = \frac{z_2+z_1}{z_2-z_1} \sin(v_1+\omega) = \frac{2\sqrt{AB}}{A+B} \frac{z_2+z_1}{z_2-z_1}. \quad (29)$$

Уравнения (29) и (14) позволяют найти  $e$  и  $\omega$ , если измерены площади  $z_1$  и  $z_2$  ( $z_2$  берется с отрицательным знаком,  $A$  и  $B$  — по абсолютному значению).

Во время прохождения через периастрий  $v=0$ , и тогда из (5) и (7) имеем:

$$\left(\frac{dz}{dt}\right)_{\text{пер}} = K(1+e) \cos \omega. \quad (30)$$

Очевидно, что на кривой две точки соответствуют этой ординате. Но для точек  $A$  и  $B$  значение  $(v+\omega)$  соответственно равно 0 и  $180^\circ$ . Поэтому точка периастрия определяется однозначно: Соответствующая абсцисса дает фазу прохождения через периастрий. Прибавляя эту фазу к эпохе, выбранной для начала кривой, мы найдем момент  $T$ , соответствующий эпохе прохождения через периастрий.

По найденным элементам легко вычислить эфемериду, сравнение которой с наблюдениями покажет, насколько хорошо последние представляются. Для этой цели служат формулы:

$$M = \mu(t-T) = E - e \sin E, \quad (31)$$

$$\operatorname{tg} \frac{1}{2} v = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{1}{2} E, \quad (32)$$

$$v = \gamma + K e \cos \omega + K_1 \cos(v+\omega). \quad (33)$$

Если  $e$  меньше 0,77, то  $v$ , как функция  $M$  (средней аномалии), может быть непосредственно взята из таблиц, изданных обсерваторией в Аллегени [2].

§ 21. Методы Ирвина, Шварцшильда и др. В методе Лемана-Фильеса есть недостаток, который проявляет себя в тех случаях, когда кривая лучевой скорости плохо обеспечена наблюдениями. Точки  $A$  и  $B$  иногда бывает довольно трудно сравнивать с достаточной точностью, так как в них производная ординаты равна нулю. При малом числе наблюдений из-за этого могут быть получены ошибочные значения  $e$  и  $\omega$ . Поэтому Ирвин [1] по своему методу предлагает фиксировать не точки  $A$  и  $B$ , а точки, образованные пересечением ординат со значениями  $+0,7 K$  и  $-0,7 K$  с кривой скорости (отсчеты

делаются от средней оси) (рис. 26). Так получаются точки  $a, b, c, d, e, f, g, h, i$  (буквами  $c$  и  $g$  обозначены точки  $A$  и  $B$ ).

После этого Ирвин составляет отношения:

$$u = \frac{t_e - t_a}{P} \quad (34)$$

( $u$  у Ирвина обозначено буквой  $h$ ),

$$s_1 = \frac{t_b - t_a}{P}, \quad s_2 = \frac{t_e - t_d}{P}, \quad s_3 = \frac{t_f - t_e}{P}, \quad s_4 = \frac{t_i - t_h}{P}, \quad (35)$$

$$p_1 = \frac{t_c - t_b}{P}, \quad p_2 = \frac{t_d - t_e}{P}, \quad p_3 = \frac{t_g - t_f}{P}, \quad p_4 = \frac{t_h - t_i}{P}. \quad (36)$$

Каждая из величин  $u, s_1, s_2, s_3, s_4, p_1, p_2, p_3$  и  $p_4$  является функцией только лишь двух параметров:  $e$  и  $\omega$ . Численные значения этих функций табулированы Ирвином. Для определения  $e$  и  $\omega$  достаточно пары значений, например  $u, s_4$ . Каждая из этих функций изобразится на плоскости с координатами  $e$  и  $\omega$  в виде кривой. Пересечение кривых  $u(e, \omega)$  и  $s_4(e, \omega)$  дают первую пару значений  $e$  и  $\omega$ . Для нахождения  $e$  и  $\omega$  путем пересечения кривых мы можем использовать  $u, s_1, s_2, s_3, s_4, p_1, p_2, p_3$  и  $p_4$ ;  $p_1$  и  $p_3$  используются для вычисления положения точек  $c$  и  $g$  на кривой скорости.

Оригинален метод Шварцшильда [3], развитый Цургеленом [4]. В этом случае также строят среднюю ось кривой скорости.

Отсчитаем от абсциссы произвольной точки кривой точки, отстоящие от нее на интервалы  $\frac{P}{2}$  и  $\frac{3P}{2}$ . На кривую скоростей накладывают кальку, копируют на ней кривую, а также среднюю ось и на оси отмечают точки  $O, \frac{P}{2}$  и  $\frac{3P}{2}$ . Сместив эту копию вдоль средней оси на  $180^\circ$ , вычерченную кривую кладут лицом вниз. Как правило, кривые скорости (на оригинале и копии) пересекутся в четырех точках, из которых две соответствуют периастрою и апоастрою. Их нетрудно различить, так как по времени они должны отличаться на  $\frac{P}{2}$  и, кроме того, должны лежать на различных ветвях кривой скорости. Что эти точки соответствуют периастрою и апоастрою, следует из того, что они отличаются по фазе на  $\frac{P}{2}$  и разность их истинных аномалий равна  $180^\circ$ . Этим свойством в эллипсе обладают только точки, расположенные на линии апсид. Периастрою от апоастрою различают по следующим признакам: 1) периастрою лежит на более крутой ветви кривой, 2) апоастрою лежит на кривой по ту сторону средней оси, где этой части кривой соответствует меньший отрезок по времени. Если эксцентриситет близок к нулю, то периастрою, очевидно, определяется неудовлетворительно.

Далее находят  $\omega$ . Положение средней оси задается формулой

$$\bar{v}_r = \frac{v_A + v_B}{2} = \gamma + Ke \cos \omega. \quad (37)$$

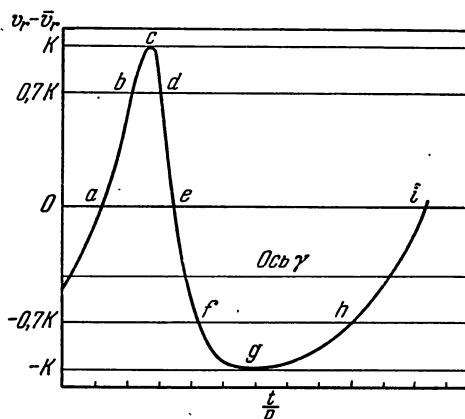


Рис. 26.

Тогда ордината  $v_r$  относительно средней оси будет равна

$$v_r = K \cos(v + \omega). \quad (38)$$

Так как в периастрii и апоастрii  $v = 0$  и  $180^\circ$ , то, обозначая их ординаты соответственно  $v_p$  и  $v_a$ , будем иметь:

$$\cos \omega = \frac{v_p}{K} \quad \text{и} \quad \cos \omega = -\frac{v_a}{K}. \quad (39)$$

Что касается эксцентриситета, то последний проще определяется по методу Цургеллена. Из других методов можно упомянуть простые графические методы Рессела [5] и Кинга [6].

§ 22. Улучшение элементов по способу наименьших квадратов. Найденные каким-либо способом элементы орбиты следует улучшить при помощи метода наименьших квадратов [7].

Дифференцируя уравнение (6), получим:

$$\begin{aligned} \delta v_r = & \delta \gamma + [\cos(v + \omega) + e \cos \omega] \delta K + K \left[ \cos \omega - \frac{\sin(v + \omega) \sin v}{1 - e^2} (2 + e \cos v) \right] \delta e - \\ & - K [\sin(v + \omega) + e \sin \omega] \delta \omega + \sin(v + \omega) (1 + e \cos v)^2 \frac{K \mu}{(1 - e^2)^{3/2}} \delta T - \\ & - \sin(v + \omega) (1 + e \cos v)^2 \frac{K(t - T)}{(1 - e^2)^{3/2}} \delta \mu. \end{aligned} \quad (40)$$

Здесь  $\delta v_r$  есть разность между наблюдаемой и вычисленной скоростью. При применении дифференциальной формулы предпочтительно пользоваться не индивидуальными наблюдениями, а так называемыми «нормальными местами», соединяя вместе наблюдения, относящиеся к соседним фазам. Период определяется столь точно, что его поправка не должна была бы входить в (40). Величины  $\delta \gamma$ ,  $\delta K$ ,  $\delta e$ ,  $\delta \omega$  и  $\delta \mu$ , представляющие собой поправки к элементам, могут быть найдены методом наименьших квадратов. Уравнение (40) может быть представлено в форме

$$\delta v_r = \Gamma + \kappa \cos u + \pi K \sin u + \alpha e K \sin u + \beta \tau K \sin u + \beta K(t - T) m \sin u. \quad (41)$$

Здесь известными величинами (найденными приближенно), кроме  $K$ , являются:

$$\alpha = 0,452 \sin v (2 + e \cos v), \quad (42)$$

$$\beta = \frac{(1 + e \cos v)^2}{(1 + e)^2}, \quad (43)$$

$$u = v + \omega. \quad (44)$$

Неизвестных, подлежащих определению, шесть:

$$\Gamma = \delta \gamma + e \cos \omega \delta K + K \cos \omega \delta e - K e \sin \omega \delta \omega, \quad (45)$$

$$\kappa = \delta K, \quad (46)$$

$$\pi = -\delta \omega, \quad (47)$$

$$e = -\frac{2,21}{1 - e^2} \delta e, \quad (48)$$

$$\tau = \mu \sqrt{\frac{1 + e}{1 - e}} \frac{1}{1 - e} \delta T, \quad (49)$$

$$m = -\sqrt{\frac{1 + e}{1 - e}} \frac{1}{1 - e} \delta \mu. \quad (50)$$

Величины  $\alpha$  и  $\beta$  табулированы Шлезингером [7].

Если наблюдаются спектры обоих компонентов, то, очевидно, элементы  $\gamma$ ,  $e$ ,  $T$ ,  $P$  должны быть для них одинаковы, а  $\omega$  должны различаться на  $180^\circ$ . Однако в действительности при определении орбиты для каждого компонента в отдельности из-за ошибок наблюдений результаты практически не получаются идентичными. Поэтому в этом случае имеет смысл решать уравнение (40) для обоих компонентов совместно. Тогда число неизвестных возрастет до семи, так как вместо одного  $\delta K$  мы должны будем определить отдельно  $\delta K_1$  и  $\delta K_2$ . Для второго компонента вместо  $\omega$  мы должны подставить  $180^\circ + \omega$  и  $\delta\omega$  заменить на  $-\delta\omega$ . В этом случае уравнения типа (41) использованы быть не могут.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ IV

1. Irwin I. B., ApJ 116, 218, 1952.
  2. Schlesinger F., Udick S., Publ. Allegheny Obs. 2, № 17, 1912.
  3. Schwarzschild R., AN 152, 65, 1, 1900.
  4. Zurhellen, AN 175, 245, 1907; 177, 321, 1908.
  5. Russell H. N., ApJ 40, 282, 1914.
  6. King W. F., ApJ 27, 125, 1908.
  7. Schlesinger F., Publ. Allegheny Obs. 1, 33, 1908.
-

## Г Л А В А V

### ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ (ЗАТМЕННЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ)

Некоторые из тесных двойных звезд, которые могут наблюдаться как спектрально-двойные, оказываются затменными переменными. Для них угол  $i$  достаточно близок к  $90^\circ$ ; поэтому может происходить попеременно взаимное экранирование звезд-компонентов при их движении по орбите. При экранировании происходит ослабление блеска системы; двойная звезда ведет себя, как переменная с устойчивой кривой блеска. Первая затменная переменная была открыта в 1783 г. и изучалась Гудрайком. Это был Алголь, изменение блеска которого, вероятно, замечалось и ранее, хотя период еще не был установлен. В настоящее время известно свыше двух тысяч двойных звезд этого рода.

**§ 23. Форма кривой блеска.** Характер кривой блеска зависит главным образом от блеска компонентов по отношению к суммарному блеску всей системы вне затмений, относительных размеров этих звезд, расстояния между их центрами инерции, а также наклонности ( $i$ ). Если блеск менее яркого компонента, который обычно называют спутником, не слишком мал, то кроме главного минимума, когда спутник экранирует (затмевает) более яркую (главную) звезду, будет наблюдаться и вторичный минимум — результат экранирования спутника главной звездой. Наблюдения показывают, что самые глубокие минимумы соответствуют потере блеска не более чем на 4—6 величин. Спутник всегда оказывается излучающим телом — звездой. Для формы кривой блеска существенно, являются ли звезды-компоненты светящимися шарами, или же они сильно деформированы действием

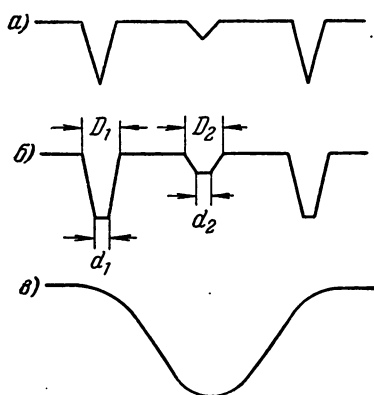


Рис. 27.

приливообразующих сил. На самом деле приливообразующие силы всегда в какой-то степени деформируют звезды, но, когда деформации малы, они не оказывают значительного влияния на форму кривой блеска. В этом случае обычно затменную двойную называют переменной типа Алголя.

Форма кривой блеска переменной типа Алголя зависит от того, будет ли затмение в главном минимуме частным, полным или кольцеобразным. При частном затмении (рис. 27, а) кривая блеска схематически представляется двумя минимумами и постоянным (хотя бы в грубом приближении) блеском между ними. При полном затмении (рис. 27, б) в главном минимуме, когда главная звезда полностью закрыта спутником, наблюдается в течение некоторого времени остановка в изменении блеска. Случай кольцеобразного затмения мало отличается от случая полного затмения, но тогда обычно блеск в минимуме из-за неравномерного распределения яркости на видимой

части поверхности главной звезды уже не будет полностью постоянным (рис. 27, в).

Когда приливные деформации велики и звезды представляются нам в виде двух вытянутых друг к другу фигур (тип  $\beta$  Lyr), блеск системы вне затмений не остается постоянным: он меняется от главного к вторичному минимуму, причем минимумы как бы сливаются друг с другом (рис. 28). Это происходит из-за того, что площади дисков\*) звезд-компонентов в данном случае будут наименьшими в минимумах и наибольшими в квадратурах, когда линия их центров перпендикулярна к лучу зрения земного наблюдателя. Если, кроме того, оба компонента почти одинаковы по размерам и блеску, то оба минимума будут похожи друг на друга и одинаковы по амплитуде. Такие кривые блеска часто называют кривыми типа W UMa.

#### § 24. Модели двойных систем.

Задачей исследователя является определение геометрических размеров звезд пары, формы их орбит и величин различных физических факторов, влияющих на форму кривой блеска. В окончательном счете, найдя численные значения всех параметров, определяющих кривую блеска, мы должны по ним построить некоторую теоретическую кривую блеска, которую мы можем сравнить с наблюдаемой. Для того чтобы при исследовании затменной переменной не усложнять дело второстепенными обстоятельствами, которые далеко не всегда можно учесть с достаточной степенью точности, упрощают и схематизируют картину затмения.

В настоящее время на практике используются три схемы (модели) затменных пар: 1) сферические звезды, 2) система двух подобных эллипсоидов и 3) система «шар — эллипсоид». Исследователь должен установить, к какой из этих моделей ближе всего изучаемая им система. Лишь после этого он может довести вычисления до конца и определить так называемые относительные элементы системы (при этом линейные размеры выражаются в долях большой полуоси орбиты):

|                              |                             |
|------------------------------|-----------------------------|
| Большая полуось орбиты $A=1$ | Наклонность $i$             |
| Эксцентриситет $e$           | Период $P$                  |
| Долгота периастрога $\omega$ | Эпоха главного минимума $T$ |
| Радиус меньшей звезды $r_2$  |                             |
| Радиус большей звезды $r_1$  |                             |
| Блеск меньшей звезды $L_2$   |                             |
| Блеск большей звезды $L_1$   |                             |

Первая модель представляет собой две сферические звезды, обращающиеся вокруг общего центра инерции по эллиптической или круговой орбите. Во

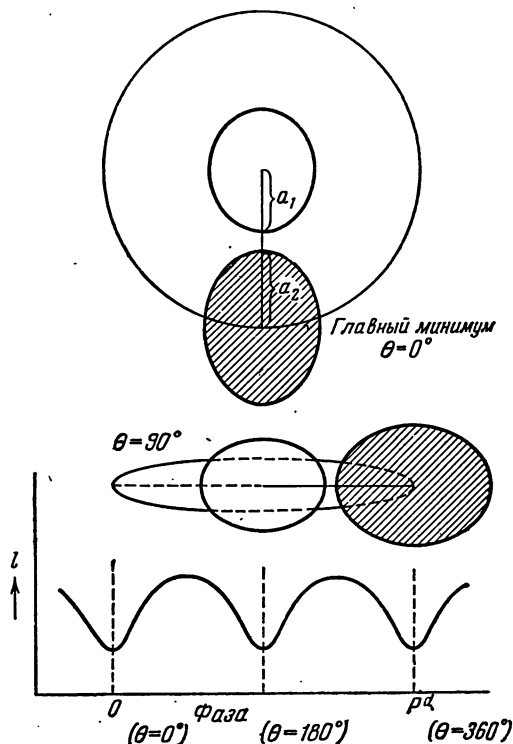


Рис. 28.

\*) Дискотом звезды мы будем называть видимую поверхность звезды в проекции на картинную плоскость, хотя бы она и не была кругом.

второй модели мы имеем дело уже с двумя подобными эллипсоидами. В третьей модели одна звезда имеет сферическую форму, а вторая является эллипсоидом. Последний случай чаще всего имеет место при большой разнице в массах звезд-компонентов, когда приливные деформации оказываются значительными лишь для одной из звезд.

Для эллипсоидальных звезд  $r_1$  и  $r_2$  заменяют на их большие полуоси. Кроме относительных элементов можно иногда определить ряд постоянных, характеризующих те или иные физические явления в системе: отражение света от атмосферы другой звезды, потемнение к краю дисков, ослабление света в газовых потоках, которые иногда наблюдаются в тесных парах, и т. п.

Заранее решить, какая из трех моделей является в данном случае наиболее подходящей, обычно бывает весьма затруднительно. Когда поведение кривой блеска вне затмений не дает оснований считать, что фигуры звезд сильно отклоняются от сферической формы, начинать решение нужно, применяя модель сферических звезд. В том случае, если радиус большей звезды ( $r_1$ ) окажется большим 0,2 (в этом случае приливная деформация этой звезды должна быть 'заметной'), а  $L_1 \approx 0$  (форма внезатменной части кривой блеска не будет зависеть от фигуры большей звезды), следует перейти к модели «шар — эллипсоид». Если на кривой блеска заметно влияние несферичности звезд-компонентов (так называемый эффект эллипсоидальности), то начинать решение следует, пользуясь моделью подобных эллипсоидов, и в случае необходимости в дальнейшем перейти к модели «шар — эллипсоид». Последнее может оказаться существенным в том случае, если звезды по массе и размерам будут сильно отличаться друг от друга, вследствие чего у одной из них приливная деформация будет малой и она может считаться шаром.

Если известны результаты спектральных наблюдений и определены  $A \sin i = (a_1 + a_2) \sin i$ ,  $m_1 \sin^3 i$  и  $m_2 \sin^3 i$ , то могут быть определены  $m_1$  и  $m_2$  в долях массы Солнца, а  $r_1$  и  $r_2$  могут быть выражены или в долях солнечного радиуса, или в километрах. Абсолютные значения  $L_1$  и  $L_2$  (или по ним абсолютные величины  $M_1$  и  $M_2$ ) могут быть определены лишь тогда, когда будет известен параллакс.

Нахождение относительных элементов системы затменной двойной принципиально отлично от определения элементов орбит визуально- и спектрально-двойных звезд. Там мы имеем дело с эллиптическим движением гравитирующих точек, закон движения точно известен и дело заключается лишь в нахождении наивероятнейших значений элементов орбиты. В случае же затменных двойных мы не можем представить себе точную картину явления и должны ограничиться определением ряда постоянных в пределах точности наших наблюдений, хорошо представляющих кривую блеска. При этом следует добиваться, чтобы построенная по данным вычислений теоретическая кривая блеска не давала систематических отклонений от кривой, полученной из наблюдений (наблюденной кривой). Часто этого нельзя добиться, так как не учтенные в данной схеме (модели) явления систематически влияют на форму кривой блеска. Иногда к этому же приводит и ошибка в выборе модели.

§ 25. Модель сферических звезд. Гипотеза U. Первая попытка создать метод определения относительных элементов затменной переменной (для сферических звезд) была предпринята С. Н. Блажко [1]. Вслед за тем Рессел [2] предложил простой и удобный метод решения этой задачи, который часто называют решением кривой блеска. Так как этот метод лег в основу большинства методов, предложенных позднее, мы рассмотрим его более детально.

Прежде всего нужно перейти от звездных величин (если кривая блеска дана в звездных величинах) к блеску ( $l$ ) по известному соотношению

$$\lg l = 0,4 (m_0 - m), \quad (1)$$

где  $m_0$  — звездная величина в максимуме блеска, соответствующем  $L_1 + L_2 = 1$ :

$m_0$  сохраняется постоянной только в том случае, если звезды-компоненты достаточно удалены друг от друга и отражение света от атмосфер звезд не влияет заметно на кривую блеска. Для перевода  $m$  в  $l$  еще удобнее пользоваться специальной таблицей [1].

Задача решается при двух крайних предположениях относительно распределения яркости на дисках звезд: 1) диски звезд равномерно освещены (гипотеза U), и 2) диски звезд имеют полное потемнение к краю, причем яркость ( $B$ ) меняется по закону косинуса (гипотеза D):

$$B = B(0) \cos \gamma, \quad (2)$$

где  $\gamma$  — угол между лучом зрения земного наблюдателя и нормалью к поверхности звезды, а  $B(0)$  — яркость в центре диска.

Рассмотрим сначала решение при гипотезе U. Орбиту будем считать круговой. Введем

постоянный параметр  $k = \frac{r_2}{r_1}$  и функцию  $\alpha(l)$ , определяемую тем, что блеск в минимуме, в котором затмевается меньшая звезда ( $l_1$ ), может быть представлен формулой

$$l_1 = 1 - \alpha L_2. \quad (3)$$

Во втором минимуме, где затмевается такая же часть поверхности большей звезды ( $k^2\alpha$ -я часть ее диска), имеем:

$$l_2 = 1 - k^2\alpha L_1. \quad (4)$$

Величину  $\alpha$  называют фотометрической фазой затмения. Во время полной фазы затмения  $\alpha=1$ . При частном затмении  $\alpha < 1$ . Наибольшее значение  $\alpha$  в этом случае обозначают через  $\alpha_0$ .

Пользуясь (3) и (4), мы можем, полагая  $l_1 = 1 - \lambda_1$ ,  $l_2 = 1 - \lambda_2$  ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — так называемые потери блеска в минимумах) и  $\alpha = \alpha_0$ , получить соотношение

$$1 - \lambda_1 + \frac{1 - \lambda_2}{k^2} = \alpha_0. = \lambda_1 + \frac{\lambda_2}{k^2} \quad (5)$$

Если орбита круговая, то момент середины главного минимума будет совпадать с моментом нижнего соединения. От этого момента принято отсчитывать фазу кривой блеска ( $t$ ). Обозначим через  $\theta$  истинную долготу большей звезды:

$$\theta = \frac{360^\circ t}{P}. \quad (6)$$

Все значения  $t$  на кривой блеска следует перевести в  $\theta$ . Видимое расстояние между центрами дисков ( $\delta$ ), как следует из простых геометрических соображений (рис. 29), связано с углами  $\theta$  и  $i$  соотношением

$$\delta^2 = \sin^2 \theta + \cos^2 i \cos^2 \theta = \cos^2 i + \sin^2 i \sin^2 \theta. \quad (7)$$

Ввиду того, что величина  $\alpha$  зависит только от  $k$  и  $q = \frac{\delta}{r_1}$ , имеет смысл равенство (7) переписать в виде

$$q^2 = A + B \sin^2 \theta, \quad (8)$$

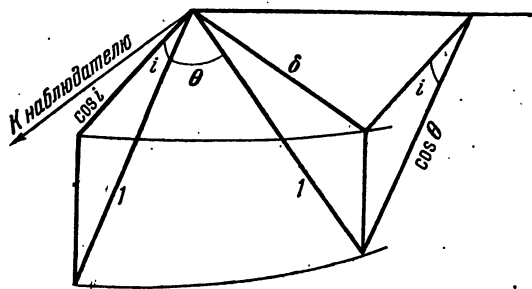


Рис. 29.



где

$$A = \frac{\cos^2 i}{r_1^2}, \quad B = \frac{\sin^2 i}{r_1^2}. \quad (9)$$

Зависимость  $\alpha$  от  $k$  и  $q$  лучше всего представить специальной таблицей [1]. Пользуясь этой же таблицей, можно находить и  $q$  в функции от  $k$  и  $\alpha$ .

Рессел [2] первый показал, каким образом можно для фиксированных значений  $\theta$  на кривой блеска построить соответствующие им функции от  $k$

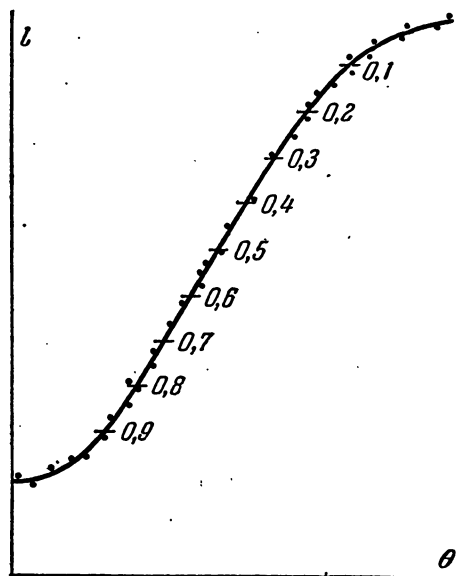


Рис. 30.

и  $\alpha$ . Если обе ветви главного минимума (восходящая и нисходящая) симметричны, а только в этом случае и применима описываемая нами методика, то прежде всего «перегибают» или «отражают» кривую блеска около фазы середины минимума, т. е., вычислив фазы точек кривой блеска при нуль-пункте, соответствующем середине главного минимума, наносят точки нисходящей ветви, изменив знак фазы на обратный, на восходящую ветвь минимума. Средняя кривая блеска уже проводится между точками восходящей ветви и «отраженными» точками нисходящей ветви. Этим достигается большая точность в проведении этой кривой, которая носит название «отраженной» кривой блеска. Обычно полученную таким образом ветвь минимума делят на 10 частей через интервалы по оси интенсивностей в 0,1 ( $1 - \lambda_1$ ) и отсчитывают соответствующие им углы  $\theta_n$  (рис. 30).

Напишем уравнение (8) для момента минимума ( $\theta=0$ ,  $q=q_{1,0}$ ) и для некоторого фиксированного  $\theta=\theta_n$ :

$$\left. \begin{aligned} q_n^2 &= A + B \sin^2 \theta_n, \\ q_{1,0}^2 &= A. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Вычитая  $q_{1,0}^2$  из  $q_n^2$ , имеем:

$$q_n^2 - q_{1,0}^2 = B \sin^2 \theta_n. \quad (11)$$

Чтобы исключить из (11) параметр  $B$ , мы можем написать уравнение (11) для  $\alpha=0,5\alpha_0$ , т. е. для  $\theta$ , соответствующего половине глубины главного минимума:

$$q_{0,5}^2 - q_{1,0}^2 = B \sin^2 \theta_{0,5}. \quad (12)$$

Индексы при  $q$  и  $\theta$  указывают на то, что  $\alpha$  в данном случае составляет заданную дробь от  $\alpha_0$ , в общем случае  $\alpha = n\alpha_0$ . Деля (11) на (12), получаем:

$$\frac{q_n^2 - q_{1,0}^2}{q_{0,5}^2 - q_{1,0}^2} = \frac{\sin^2 \theta_n}{\sin^2 \theta_{0,5}}. \quad (13)$$

Левая часть уравнения (13) представляет собой вполне определенную функцию от  $k$  и  $\alpha_0$ , так как все  $\alpha$  представляют собой доли от  $\alpha_0$ , иными

словами, можно принять, что

$$\chi(k, \alpha_0; n) = \frac{\sin^2 \theta_n}{\sin^2 \theta_{0,5}}. \quad (14)$$

Для рассматриваемой нами гипотезы U все  $\chi$  и  $\sin^2 \theta_n$  связаны между собой соотношениями

$$\chi(k, \alpha_0; n) = w_1(n) + w_2(n) \chi(k, \alpha_0; 0,25), \quad (15)$$

$$\sin^2 \theta_n = w_1(n) + w_2(n) \sin^2 \theta_{0,25}. \quad (16)$$

Функции  $w_1(n)$  и  $w_2(n)$  табулированы Ресселом. С помощью соотношений (15) и (16) можно по всем  $\sin^2 \theta_n$  и  $\chi(k, \alpha_0; n)$  получить усредненные значения  $\sin^2 \theta_{0,25}$  и  $\chi(k, \alpha_0; 0,25)$  по точкам кривой блеска, соответствующим  $n$  от 0,1 до 0,9.

Теперь для определения  $\alpha_0$  и  $k$  мы можем использовать найденное численное значение  $\chi(k, \alpha_0; 0,25)$  и уравнение (5). Эти два уравнения проще всего решаются графическим способом: сначала задают определенные значения  $k$  и по обоим уравнениям находят  $\alpha_0$ , а затем задают  $\alpha_0$  и находят по ним  $k$ .

Так как мы заранее не знаем, какая из двух звезд — большая или меньшая — затмевается в главном минимуме, то уравнение (5) приходится представлять двумя графиками, соответствующими предположениям, что а) в главном минимуме затмевается меньшая звезда (гипотеза «большая впереди») и б) в главном минимуме затмевается большая звезда (гипотеза «меньшая впереди»). Для функции  $\chi$  при гипотезе U пары значений  $k$  и  $\alpha_0$  одинаковы в обоих случаях, так как соотношение между  $k$ ,  $\alpha$  и  $q$  выводится для случая «меньшая впереди» и величина  $\alpha_0$  рассчитывается всегда для того из двух минимумов, для которого это условие соблюдается. Чтобы для случая «большая впереди» получить наибольшую фазу затмения, нужно  $\alpha_0$  умножить на  $k^2$ .

По парам значений  $k$ ,  $\alpha_0$ , полученным для случаев а) и б), строят две кривые, имеющие общую точку при  $k=1$ . На этот же график наносится и кривая, построенная по парам  $k$  и  $\alpha_0$ , полученным по численному значению функции  $\chi(k, \alpha_0; 0,25)$ . Пересечение этой кривой с кривой а или б дает искомые значения  $k$  и  $\alpha_0$ . На рис. 31 показано пересечение кривой  $\chi(k, \alpha_0; 0,25)$  и кривой (5) для случая а). Решение получено при  $k=0,715$ ,  $\alpha_0=0,845$ .

Иногда на графике этого рода не получается пересечения кривых. Значение ошибок наблюдений, приводящих к неточным численным значениям для  $\chi$ , часто усугубляется плохо проведенной кривой блеска среди средних или так называемых нормальных точек, составленных по нескольким наблюдениям. В этом случае следует изменить исходные значения  $\sin^2 \theta_{0,25}$ ,  $\sin^2 \theta_{0,5}$ ,  $1 - \lambda_1$  и  $1 - \lambda_2$  в пределах точности наблюдений (в пределах разброса нормальных точек) таким образом, чтобы получилось пересечение или касание кривых на графике. На практике обычно начинают с того, что, принимая наименьшее значение  $\Delta\chi$  (поправка к найденному  $\chi$ ), при котором это произойдет, находят  $k$  и  $\alpha_0$  и лишь после этого изменяют исходные данные.

В конечном счете неважно, каким способом была найдена пара значений  $k$  и  $\alpha_0$ , которую вычислитель считает удовлетворяющей уравнению (5) и уравнению с  $\chi(k, \alpha_0; 0,25)$ . Найденные  $k$ ,  $\alpha_0$  должны наилучшим образом представлять кривую блеска. Теоретическая кривая строится по вычисленным

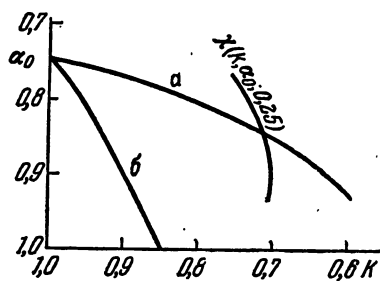


Рис. 31.

значениям  $\theta_n$ , которые мы можем найти по уравнению (14)

$$\sin^2 \theta_n = \chi(k, \alpha_0; n) \sin^2 \theta_{0,5}.$$

Построенная по  $\theta_n$  кривая блеска должна удовлетворять двум условиям:

1) сумма положительных и отрицательных отклонений нормальных точек от теоретической кривой должна быть равна нулю;

2) полученные разности  $\theta_{\text{набл}} - \theta_{\text{теор}}$  (уклонения) не должны носить систематического характера.

Чтобы удовлетворить первому условию, достаточно несколько изменить  $\sin^2 \theta_{0,5}$ . Труднее добиться соблюдения второго условия, которое наиболее полно характеризует правильность нашего решения. Для этого иногда приходится несколько варьировать  $k$  и  $\alpha_0$ , добиваясь наилучшего представления кривой блеска. Может быть и так, что ни при каких  $k$  и  $\alpha_0$  не получается удовлетворительного представления кривой. В этом случае следует отказаться от гипотезы U и перейти к гипотезе D.

В случае полного затмения  $\alpha_0 = 1$ , по форме кривой блеска в минимуме остается определить только  $k$ . Для этого, пользуясь уравнением (8), строят функцию  $\psi_n(k)$  следующим образом:

$$\psi_n(k) = \frac{Q_n^2 - Q_{0,6}^2}{Q_{0,6}^2 - Q_{0,9}^2} = \frac{\sin^2 \theta_n - \sin^2 \theta_{0,6}}{\sin^2 \theta_{0,6} - \sin^2 \theta_{0,9}}. \quad (17)$$

Функции  $\psi_n(k)$  для различных  $n$  также табулированы. Очевидно, что по каждому из значений  $\psi_n(k)$  можно найти  $k$ . Из полученных значений  $k_n$  лучше находить среднее взвешенное  $\bar{k}$ :

$$\bar{k} = \frac{\sum W_n k_n}{\sum W_n}. \quad (18)$$

Веса  $W_n$  зависят от распределения наблюдений на кривой блеска и от производных  $\left(\frac{\partial \psi}{\partial k}\right)_n$ . Формулы для вычисления можно найти в специальной литературе [3]. На практике, однако, в особенности если мы имеем дело с не очень точными кривыми блеска, можно брать просто арифметическое среднее, используя все  $k_n$  при  $n < 0,6$ . При  $n > 0,6$   $\psi_n(k)$  становятся нечувствительными к вариации  $k$ , и поэтому для них  $W_n$  так малы, что соответствующие им  $k_n$  практически не входят в среднее  $\bar{k}$ .

При полном затмении уравнения (3) и (4) имеют вид:

$$1 - \lambda_1 = L_2, \quad (19)$$

$$1 - \lambda_2 = L_1 k^2, \quad (20)$$

откуда

$$k^2 = \frac{1 - \lambda_2}{\lambda_1}. \quad (21)$$

Для кольцеобразного затмения дробь в (21) следует обратить,  $k$  (обычно обозначается как  $k_0$ ), полученное по формуле (21), обычно не совпадает с  $\bar{k}$ . Это происходит как из-за того, что гипотеза U лишь грубо представляет распределение яркости на дисках звезд, так и из-за ошибок наблюдений, сказывающихся на глубинах минимумов и на форме кривой блеска. Надежность  $k$ , определенного по (21), зависит от числа нормальных точек, по которым устанавливается постоянный блеск в минимумах. Окончательное значение  $k$ , которое следует принять, должно соответствовать таким  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , при которых представление теоретической кривой было бы одинаковым на всех ее участках. Представление на промежуточных значениях  $n$  мы получим, вычисляя теоретические значения  $\sin^2 \theta_n$  по формуле

$$\sin^2 \theta_n = (\sin^2 \theta_{0,6} - \sin^2 \theta_{0,9}) \psi_n(k) + \sin^2 \theta_{0,6},$$

в которую подставляются  $\psi_n(k)$ , взятые из таблиц при постоянном значении  $k$ . Сначала следует за  $k$  принять значение  $\bar{k}$ . Если наблюдаемая кривая отклоняется от теоретической, то прежде всего для того, чтобы сделать сумму отклонений нормальных точек от теоретической кривой равной нулю, слегка варьируют  $\sin^2 \theta_{0,6}$  и  $\sin^2 \theta_{0,9}$  с таким расчетом, чтобы при этом мало менялось отношение  $\frac{\sin^2 \theta_n - \sin^2 \theta_{0,6}}{\sin^2 \theta_{0,6} - \sin^2 \theta_{0,9}}$ .

Если при представлении оказалось, что среднее отклонение нормальной точки от теоретической таково, что в пределах полуамплитуды отклонений уравнение (21) удовлетворяется при  $k=\bar{k}$ , то решение получено. В противном случае следует сделать второе представление при некотором среднем  $k$ , промежуточном между  $\bar{k}$  и  $k_0$ . Обычно второго представления достаточно, чтобы получить удовлетворительное представление обоих минимумов кривой блеска.

После того, как найдены  $k$  и  $\alpha_0$  (частное затмение) или только  $k$  (полное и кольцеобразное затмения), можно определить  $A$  и  $B$ . В случае частного затмения мы имеем уравнения типа (10), которые перепишем, полагая  $q=1+kp(k, \alpha)$  ( $p(k, \alpha)$  также табулировано), в форме

$$\left. \begin{aligned} [1+kp(k, \alpha_0)]^2 &= A, \\ (1+k)^2 &= A+B \sin^2 \theta_0. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$\sin^2 \theta_0$  мы находим при представлении кривой:

$$\sin^2 \theta_0 = \chi(k, \alpha_0; 0) \sin^2 \theta_{0,6}. \quad (23)$$

Решая (22), находим  $A$  и  $B$ , а по ним и элементы  $i$  и  $r_1$  из формул

$$r_1^2 = \frac{1}{A+B}, \quad \operatorname{tg}^2 i = \frac{B}{A}. \quad (24)$$

$L_2$  и  $L_1$  определяются из очевидных соотношений

$$L_2 = \frac{\lambda_1}{\alpha_0}, \quad L_1 = \frac{\lambda_2}{k^2 \alpha_0}. \quad (25)$$

Равенство  $L_2+L_1=1$  служит контролем правильности вычислений.

При полном затмении уравнения (22) заменяются следующими:

$$\left. \begin{aligned} (1-k)^2 &= A+B \sin^2 \theta_{1,0}, \\ (1+k)^2 &= A+B \sin^2 \theta_0. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

§ 26. Модель сферических звезд. Гипотеза D. В то время как при гипотезе U  $\alpha$  имело смысл отношения закрытой площади диска к площади диска меньшей звезды, при гипотезе D  $\alpha$  должно находиться интегрированием  $B(\psi)$  по закрытой площади. Теперь  $\alpha$  мы определим как отношение потери блеска при затмении меньшей звезды к блеску этой звезды. Это отношение мы назовем  $\alpha'$ . Если затмевается большая звезда, то мы будем определять  $\alpha''$  как отношение потери блеска в данный момент к потере блеска в момент второго контакта, когда может начаться кольцеобразная фаза затмения. Введем также в известном смысле заменяющую собой  $k$  функцию  $Q(k, \alpha')$ . Эта функция определяется тем условием, что отношение потери блеска большей звезды при ее затмении к ее полному блеску равно  $\alpha'Q(k, \alpha')$ . В момент второго контакта  $Q(k, \alpha'_0)$  превращается в  $Q(k, 1)$ . Таким образом, между  $\alpha'_0$  и  $\alpha''_0$  должна существовать зависимость

$$\alpha'_0 Q(k, \alpha'_0) = \alpha''_0 Q(k, 1). \quad (27)$$

Функции  $p$ ,  $\chi$  и  $\psi$  теперь уже должны вычисляться отдельно для гипотез: а) «большая впереди» и б) «меньшая впереди». В первом случае они будут зависеть от параметра  $\alpha'_0$ , а во втором — от  $\alpha''_0$ . Таблицы этих функций вычислены В. П. Цесевичем [1].

Для случая частного затмения глубины минимумов выразятся уравнениями

$$\left. \begin{aligned} 1 - \lambda_1 &= \alpha'_0 L_1, \\ 1 - \lambda_2 &= \alpha'_0 Q(k, \alpha'_0) L_2. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Отсюда

$$1 - \lambda_1 + \frac{1 - \lambda_2}{Q(k, \alpha'_0)} = \alpha'_0. \quad (29)$$

При переходе от гипотезы «большая впереди» к гипотезе «меньшая впереди» мы должны поменять местами  $1 - \lambda_1$  и  $1 - \lambda_2$  и потом с помощью (27) перейти от  $\alpha'_0$  к  $\alpha''_0$ . На практике для этого удобно по уравнениям (29) находить по произвольно заданным значениям  $\alpha'_0$  величину  $Q(k, \alpha'_0)$ , а затем уже  $k$ .

По полученным таким образом парам  $\alpha'_0$  и  $k$  с помощью (27) определяется  $\alpha''_0$ .

Дальнейший ход решения аналогичен решению при гипотезе U с той разницей, что функции изобразятся разными графиками для случаев «большая впереди» и «меньшая впереди».

Никаких изменений в ходе решения (если не считать пользования таблицами функции  $\psi_n(k)$ , составленными для гипотезы D) не произойдет, если рассматривается случай полного затмения. При этом следует обратить внимание на то, что во вторичном минимуме будет кольцеобразное затмение. При кольцеобразной фазе затмения  $\alpha''_0 \geq 1$ . Глубина минимумов определяется равенствами:

$$\left. \begin{aligned} 1 - \lambda_1 &= L_2, \\ 1 - \lambda_2 &= \alpha''_0 Q(k, 1) L_1. \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Таким образом, для представления вторичного минимума и хотя бы для вычисления его теоретической глубины нужно знать  $\alpha''_0$ . На практике обычно этих вычислений не делают, учитывая, что во вторичном минимуме может и не соблюдаться гипотеза D, что всегда имеет место, если глубина вторичного минимума мала и наблюдается заметный эффект фазы (см. ниже § 35). Чаще же всего неточность в определении  $(1 - \lambda_2)$  оказывается столь значительной, что представление вторичного минимума теряет смысл.

Иногда, однако, несмотря на то, что в главном минимуме затмение полное, но глубины обоих минимумов сравнимы, приходится вести решение и для случая кольцеобразного затмения. Решение для случая кольцеобразного затмения является основным, если этот тип затмения наблюдается в главном минимуме. Наиболее простое решение в этом случае предложено В. П. Цесевичем [1].

Типичная кривая блеска в главном минимуме при кольцеобразном затмении и гипотезе D не будет иметь остановки изменения блеска при  $\alpha'' > 1$ . Установить момент второго контакта и соответствующий ему угол оказывается крайне затруднительным. Так как во вторичном минимуме имеет место полное затмение, то должно быть

$$1 - \lambda_2 = L_2 = 1 - L_1. \quad (31)$$

Пусть  $1 - \lambda_0$  есть потеря блеска в момент второго контакта. Тогда согласно (30) мы получим:

$$\lambda_2 = \frac{1 - \lambda_2}{Q(k, 1)}. \quad (32)$$

Угол  $\theta$  в момент второго контакта обозначим  $\theta''$ . По кривой блеска с любым произвольно выбранным  $\theta''$  можно сопоставить некоторое  $1 - \lambda_0$  и по формуле (32) найти  $k$ . Таким образом получаются пары значений  $k, \theta''$ .

Теперь остается найти вторую зависимость между  $\theta''$  и  $k$ . Эту часть задачи мы несколько упростим по сравнению с оригинальным методом В. П. Цесевича, вернувшись к способу Рессела. Если задано значение  $1 - \lambda_0$ , то интервал  $(1 - \lambda_0)$  можно так же, как и в решении при полном затмении, разбить на 10 частей (см. рис. 30). Тогда мы можем определить значение функции Рессела  $[\psi_n(k)]$  для  $n=0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8$  (для случая «большая впереди»), пользуясь уже, однако, таблицей этой функции для гипотезы D. По численным значениям  $\psi_n(k)$  находим  $k$  и его среднее значение по всем семи точкам. Такие значения  $\bar{k}$  мы получим, задавая произвольно разные  $1 - \lambda_0$ . Мы получим пары значений  $1 - \lambda_0$  и  $\bar{k}$  или, что все равно,  $\theta''$  и  $\bar{k}$ , пользуясь уже не глубинами минимумов, а формой кривой блеска в главном минимуме. Оба ряда пар  $\bar{k}$ ,  $\theta''$  можно нанести на график. Получатся две кривые, точка пересечения которых определится парой  $k$ ,  $\theta''$ , соответствующей решению задачи. Значением  $\alpha''_0$  будет, очевидно, отношение  $\frac{1-\lambda_1}{1-\lambda_0}$ . Константы  $A$  и  $B$ , как и в случае полного затмения, определяются из уравнений

$$(1 - k)^2 = A + B \sin^2 \theta'',$$

$$(1 + k)^2 = A + B \sin^2 \theta_0.$$

Точно тем же способом, что и при гипотезе U, производится и представление кривой блеска.

§ 27. Промежуточные случаи потемнения к краю. В действительности ни U-, ни D-гипотеза не может представить правильно распределение яркости на дисках звезд-компонентов. Строго говоря, из-за неравномерного распределения силы тяжести на поверхности звезды, деформированной приливобразующей силой, температура будет различной на полюсах и на экваторе, на приливных выступах и на «боках». Это приводит к невозможности представить закон распределения яркости на диске звезды функцией одного лишь угла  $\gamma$ , как на диске одиночной звезды. Тем не менее, стремясь получить несколько лучшее приближение к действительности, чем U- и D-решения, обычно и для компонентов затменных двойных представляют  $B(\gamma)$  в форме

$$B(\gamma) = B(0)(1 - x' + x' \cos \gamma). \quad (33)$$

Величину  $x'$  называют степенью потемнения к краю. Для гипотезы U  $x'=0$ , а для D  $x'=1$ . Чем больше приливная деформация звезды, тем больше будет истинное значение  $B$  уклоняться от интерполяционной формулы типа (33). В этом случае обычно ограничиваются только получением решений U или D. Лишь при малых приливных деформациях (звезды типа Алголя) может иметь смысл применение формулы (33) и попытка определить само значение  $x'$  из наблюдений. Кроме того, так как при малой точности кривой блеска теоретические кривые, вычисленные по U- и D-элементам, оказываются почти одинаково хорошо представляющими кривую блеска, определения  $x'$  возможны лишь по очень точным кривым блеска при достаточно большой фотометрической фазе затмения.

Вопросам методики определения  $x'$  посвящено исследование Н. Н. Семенов [4]. Не вдаваясь в подробное рассмотрение этого вопроса, ограничимся указаниями на возможность определения, при известном значении  $x'$  элементов, промежуточных по отношению к элементам решений U и D.

Наиболее чувствительной к  $x'$  оказывается кривая блеска в случае кольцеобразного затмения в главном минимуме. Очевидно, что, приняв  $x'$ , отличное от единицы, мы изменим лишь форму зависимости между  $\alpha''$  и  $k$ . Так, полагая, что степень потемнения для меньшей звезды равна  $x'_2$ , а для большей  $x'_1$ , мы будем иметь взамен  $\alpha'$  и  $\alpha''$  функции  $\alpha'^{x'_2}$  и  $\alpha''^{x'_2}$ . При полном

затмении во вторичном минимуме мы имеем  $\alpha'^{x_2} = 1$ . Тогда уравнение (32) примет вид

$$\lambda_2 = \frac{1 - \lambda_0}{Q(k, 1, x'_1)}. \quad (34)$$

Если мы вместо  $1 - \lambda_0$  в (34) подставим  $1 - \lambda_1$ , то мы должны будем в знаменателе заменить  $Q(k, 1, x'_1)$  на  $Q(k, \alpha_0'^{x'_1}, x'_1)$ :

$$\lambda_2 = \frac{1 - \lambda_1}{Q(k, \alpha_0'^{x'_1}, x'_1)}. \quad (35)$$

$Q(k, \alpha_0'^{x'_1}, x'_1)$  по В. П. Цесевичу [1] имеет вид

$$Q(k, \alpha_0'^{x'_1}, x'_1) = \frac{\alpha_0'^{x'_1}}{\alpha_0'^{x'_1}} \frac{3 - x'_1}{(3 - 3x'_1)k^2 + 2x'_1[1 - \sqrt{(1 - k^2)^3}]}, \quad (36)$$

где  $\alpha_0'^{x'_1}$  — значение  $\alpha'^{x'_1}$ , которое могло бы быть достигнуто при центральном затмении. Эта величина при заданном значении  $k$  представляется формулой

$$\alpha_0'^{x'_1} = 1 + A^{x'_1}(k), \quad (37)$$

где  $A^{x'_1}(k)$  — табулированная функция от  $k$ . Обозначая через  $K(k, x')$  выражение

$$\frac{(3 - 3x')k^2 + 2x'[1 - \sqrt{(1 - k^2)^3}]}{\alpha_0'^{x'}(3 - x)},$$

мы перепишем (35) в виде

$$\alpha_0'^{x'_1} = \frac{1 - \lambda_1}{\lambda_2} \frac{1}{K(k, x'_1)}. \quad (38)$$

Для второго контакта  $\alpha_0'^{x'_1} = 1$ .  $K(k, x'_1)$  также табулировано. В дальнейшем ход решения ничем не отличается от решения при гипотезе D.

Аналогичные приемы были разработаны для всех видов затмения Копалом.

Подробные таблицы для вычисления элементов по способу Рессела, но при различных  $x'$  также составлены Мерриллом [5].

§ 28. Модификации метода Рессела. Методы Фетлаара и Копала — Пиотровского. Хотя методика Рессела не потеряла своего значения до настоящего времени, многие авторы пытались ее упростить и сделать более надежной, обеспечивающей по возможности сразу наилучшее представление кривой блеска полученным решением. Часть модификаций метода Рессела имела характер графического решения задачи. Наиболее разработанными являются методы Ситтерли [6] и Меррилла [7]. Графические методы, ввиду сложности задачи требующие пользования многочисленными графиками, имеющими очень неоднородную по точности структуру, неудобны и, как правило, не обеспечивают удовлетворительной точности для определяемых элементов. Поэтому они не получили широкого распространения. Кроме того, две модификации метода Рессела были предложены С. Б. Шарбе и В. А. Кратом [3]. Метод С. Б. Шарбе, улучшенный В. П. Цесевичем [1], предельно прост и позволяет быстро получить относительные элементы системы. Однако он не обеспечивает надежности этих элементов и обычно не приводит к хорошему представлению кривой блеска. Метод В. А. Крата разработан для случая частного затмения. Он отличается от способа Рессела только тем, что и для получения решения U, и для решения

Д используются все  $\theta_n$  разделенной, как обычно, на 10 частей «отраженной» кривой блеска в главном минимуме. Составляются функции

$$\psi(k, n\alpha_0) = \frac{\sin^2 \theta_n}{\sin^2 \theta_{0,3}} = \frac{Q_n^2 - Q_{1,0}^2}{Q_{0,3}^2 - Q_{1,0}^2} \quad (39)$$

и

$$\chi(k, \alpha_0) = \frac{\sum_{n=0,9} \sin^2 \theta_n - \frac{1}{2} [\sin^2 \theta_{0,1} + \sin^2 \theta_{0,2}]}{\sin^2 \theta_{0,3}} \quad (40)$$

Функции  $\psi(k, n\alpha_0)$  и  $\chi(k, \alpha_0)$  для случаев U и D табулированы (в последнем случае  $\alpha_0$  заменяется на  $\alpha'_0$  или  $\alpha''_0$ ) [8]. Функция  $\chi(k, \alpha_0)$  заменяет собой функцию Рессела  $\chi(k, \alpha_0; 0,25)$ , но обладает тем преимуществом, что всегда строится по десяти точкам кривой и оказывается очень чувствительной к изменению  $k$  и  $\alpha_0$ . Поэтому при ее использовании крайне редко решение приобретает неопределенный характер и быстро достигается хорошее представление кривой блеска. Практика показала, что попытки улучшить найденные таким путем элементы применением метода наименьших квадратов (см. ниже) не приводят к изменению их первоначальных значений.

При представлении кривой блеска при помощи функций  $\psi$  «теоретические» значения  $\sin^2 \theta_n$  определяются из формул

$$\sin^2 \theta_n = \psi(k, n\alpha_0) \sin^2 \theta_{0,3}. \quad (41)$$

Метод Фетлаара [9], улучшенный Пиотровским и Копалом, содержит в себе уже принципиальные отличия от метода Рессела. Основная идея заключается в использовании метода последовательных приближений. Фетлаар записывает уравнение (7) в форме

$$r_1^2 (1 + kp)^2 = \cos^2 i + \sin^2 i \sin^2 \theta \quad (42)$$

и преобразует его к виду

$$\cos^2 \theta \sin^2 i + r_1^2 + 2kpr_1^2 + p^2 k^2 r_1^2 = 1. \quad (43)$$

Введем обозначение  $\cos^2 \theta = B$ . Величины  $B$  вычисляются, как и прежде, для различных  $n$  ( $1 - \lambda_1$ ) при  $n = 0,25; 0,30; 0,35; \dots; 0,90; 0,95$ . Фетлаар объединяет первые шесть уравнений (для  $n = 0,25; 0,30; 0,35; 0,40; 0,45; 0,50$ ) в первую группу уравнений. Вторая группа уравнений составляется для  $n = 0,55; 0,60; 0,65; 0,70; 0,75$  и третья — для  $n = 0,80; 0,85; 0,90; 0,95$ . Затем он берет средние арифметические из уравнений каждой группы и получает три уравнения типа

$$\left. \begin{aligned} \bar{B}_1 \sin^2 i + r_1^2 + 2\bar{p}_1 k r_1^2 + \bar{p}_1^2 k^2 r_1^2 &= 1, \\ \bar{B}_2 \sin^2 i + r_1^2 + 2\bar{p}_2 k r_1^2 + \bar{p}_2^2 k^2 r_1^2 &= 1, \\ \bar{B}_3 \sin^2 i + r_1^2 + 2\bar{p}_3 k r_1^2 + \bar{p}_3^2 k^2 r_1^2 &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Вычитая из первого уравнения (44) второе и так же поступая со вторым и третьим, получаем:

$$\left. \begin{aligned} (\bar{B}_1 - \bar{B}_2) \sin^2 i + 2(\bar{p}_1 - \bar{p}_2) k r_1^2 + (\bar{p}_1^2 - \bar{p}_2^2) k^2 r_1^2 &= 0, \\ (\bar{B}_3 - \bar{B}_2) \sin^2 i + 2(\bar{p}_3 - \bar{p}_2) k r_1^2 + (\bar{p}_3^2 - \bar{p}_2^2) k^2 r_1^2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Исключая из полученных двух уравнений  $\sin^2 i$ , мы будем иметь

$$k = -2 \frac{(\bar{B}_3 - \bar{B}_2)(\bar{p}_1 - \bar{p}_2) - (\bar{B}_1 - \bar{B}_2)(\bar{p}_3 - \bar{p}_2)}{(\bar{B}_3 - \bar{B}_2)(\bar{p}_1^2 - \bar{p}_2^2) - (\bar{B}_1 - \bar{B}_2)(\bar{p}_3^2 - \bar{p}_2^2)} \quad (46)$$



По этой формуле  $k$  определяется методом последовательных приближений. Средние значения  $\bar{B}_1$ ,  $\bar{B}_2$  и  $\bar{B}_3$  находятся из кривой блеска. Величины  $\bar{p}_1$ ,  $\bar{p}_2$ ,  $\bar{p}_3$ ,  $\bar{p}_1^2$ ,  $\bar{p}_2^2$ ,  $\bar{p}_3^2$  называются коэффициентами Фетлаара. Они табулированы [1] как функции от  $k$  и  $\alpha_0$  при частном затмении и только от  $k$  при полном затмении.

При частном затмении обычно задают  $\alpha_0$  и затем по формуле (46) методом последовательных приближений отыскивают  $k$ , принимая вначале какое-нибудь значение, например  $k = 1,0$ . Процесс последовательных приближений сходится довольно быстро, позволяя каждому значению  $\alpha_0$  поставить в соответствие некоторое значение  $k$ . В дальнейшем по парам  $k$ ,  $\alpha_0$ , полученным данным способом, и по уравнениям типа (5) для случаев «большая впереди» и «меньшая впереди» графически точно так же, как и по способу Рессела, определяются  $k$  и  $\alpha_0$ .

В случае полного затмения задача упрощается тем, что коэффициенты Фетлаара уже не зависят от  $\alpha_0$  ( $\alpha_0 = 1$ ), и окончательное значение  $k$  прямо получается после нескольких приближений по формуле (46).

Метод Фетлаара редко употребляется в его оригинальной форме. Причиной этого являются его два крупных недостатка: 1) для вычислений используется только нижняя часть кривой блеска ( $n \geq 0,25$ ), форма которой менее чувствительна к элементам системы (ей легче можно удовлетворить разными парами  $k$  и  $\alpha_0$ ), чем форма всей кривой блеска в минимуме; 2) метод не допускает вариаций первоначально принятых  $\sin^2 \theta_n$ , хотя, ввиду слабой зависимости коэффициентов  $\bar{p}$  и  $\bar{p}_2$  от  $k$  и  $\alpha_0$ , ошибки в  $\theta_n$  при первоначальном проведении средней кривой блеска могут привести к значительным ошибкам в элементах системы. Поэтому окончательное представление кривой блеска с помощью элементов, найденных по способу Фетлаара, редко бывает удовлетворительным. Большее распространение получил метод Копала — Пиотровского [11], основанный на идее Фетлаара. Основные положения этого метода удобнее всего проследить на примере частного затмения. Перепишем уравнение (7) в форме

$$\cos^2 i + \sin^2 i \sin^2 \theta = \zeta^2 [1 + kp(k, \alpha)]^2. \quad (47)$$

Для каждой нормальной точки ( $i$ -й точки) мы, зная глубину минимума ( $1 - \lambda_1$ ), можем получить  $\alpha_i$ :

$$\alpha_i = \frac{1 - \lambda_i}{1 - \lambda_1} \alpha_0 = n_i \alpha_0; \quad (48)$$

$\alpha_0$  по-прежнему связано с  $1 - \lambda_1$  и  $1 - \lambda_2$  уравнением типа (5). В момент  $\theta = 0$  уравнение (47) принимает вид

$$\cos^2 i = r_i^2 [1 - kp(k, \alpha_0)]^2. \quad (49)$$

Вычитая (49) из (47), получим:

$$(p_i^2 - p_0^2)x + 2(p_i - p_0)y = \sin^2 \theta_i, \quad (50)$$

где

$$p_i = p(k, n_i \alpha_0), \quad p_0 = p(k, \alpha_0), \\ x = r_i^2 k^2 \operatorname{cosec}^2 i, \quad y = r_i^2 k \operatorname{cosec}^2 i.$$

В дальнейшем решение производится методом последовательных приближений, как и в способе Фетлаара, но с применением метода наименьших квадратов.

Чтобы избежать фиксации глубины минимума, поправка к  $1 - \lambda_1$  вводится в сами уравнения (50). Пусть величина этой поправки сдвинет все точки на плоскости с координатами  $n$  и  $\sin^2 \theta$  вдоль оси  $n$  на величину

$$-n_i \frac{\Delta(1 - \lambda_1)}{1 - \lambda_1}. \quad (51)$$

Это изменение даст соответствующий ему сдвиг, равный

$$-n_i \frac{d \sin^2 \theta}{dn} \frac{\Delta(1-\lambda_1)}{1-\lambda_1}. \quad (52)$$

Величину (52) мы и должны внести в левую часть уравнения (50):

$$(p_i^2 - p_0^2)x + 2(p_i - p_0)y - n_i \frac{d \sin^2 \theta}{dn} \frac{\Delta(1-\lambda_1)}{1-\lambda_1} = \sin^2 \theta_i. \quad (53)$$

Далее имеем:

$$\frac{d \sin^2 \theta}{dn} = \frac{d \sin^2 \theta}{da} \frac{da}{dn} = 2y\alpha_0(1+kp) \frac{\partial p}{\partial a}.$$

Ошибка правых частей уравнений (50) пропорциональна величине

$$\frac{d \sin^2 \theta}{dn} \Delta n. \quad (54)$$

Вес уравнения обозначим через  $w_i$ , при этом  $\sqrt{w_i}$  будет обратно пропорционален (54). Имеем:

$$\frac{d \sin^2 \theta}{dn} \Delta n = \frac{d \sin^2 \theta}{dn} \frac{dn}{dl} \frac{dl}{dm} \Delta m = -\frac{d \sin^2 \theta}{dn} \frac{1}{1-\lambda_1} l \Delta m,$$

где  $m$  — звездная величина. Считая ошибки  $\Delta m$  одинаковыми для всех точек кривой блеска, мы сможем принять  $\sqrt{w_i}$  равными

$$-\frac{1-\lambda_1}{l_i} \frac{dn}{d \sin^2 \theta}, \quad (55)$$

после чего уравнение (53) переписывается в форме

$$\sqrt{w_i}(p_i^2 - p_0^2)x + 2\sqrt{w_i}(p_i - p_0)y + \frac{n_i}{l_i} \Delta(1-\lambda_1) = \sqrt{w_i} \sin^2 \theta_i. \quad (56)$$

Уравнения (56) могут быть еще более обобщены, если в них будет введен член, зависящий от неточности определения постоянного блеска между минимумами.

Решение уравнений (56) производится методом последовательных приближений таким образом, что вначале принимается некоторое предварительно заданное  $k$ . Затем по (5) находится  $\alpha_0$ . По данным  $k$  и  $\alpha_0$  находятся  $p_i^2 - p_0^2$  и  $p_i - p_0$ , после чего уравнения (56) решаются по способу наименьших квадратов. После того как будут найдены  $x$  и  $y$ , решение должно быть повторено.

Таким образом, мы здесь снова встречаемся с методикой Фетлаара, с той лишь разницей, что элементы  $x$  и  $y$  находятся при условии минимума суммы квадратов отклонений нормальных точек от «теоретической» кривой и в принципе возможно одновременное определение дисперсий (средних квадратичных ошибок) относительных элементов. Вычисления по методу Копала — Пиотровского приводят всегда к неправдоподобно малым значениям дисперсий.

На практике применение метода наименьших квадратов к уравнениям типа (56) при еще неизвестных хотя бы приближенно значениях  $k$  и  $\alpha_0$  не оправдано, так как отклонения истинных  $k$ ,  $\alpha_0$  от прежних значений могут быть велики. Правильнее использование метода наименьших квадратов при определении небольших поправок к элементам, уже найденным по какому-либо простому способу (например, по способу Рессела). Методика нахождения таких поправок разработана Уайзом [13] и В. П. Цесевичем [1].

**§ 29. Определение поправок к относительным элементам по методу наименьших квадратов.** Будем считать, что приближенные значения относительных элементов найдены при помощи какого-либо простого метода.

Пусть сначала мы имеем дело со случаем полного затмения. Построив по предварительно найденным элементам теоретическую кривую блеска, мы можем вычислить для каждой нормальной точки разность между наблюдаемыми и вычисленными значениями  $l$ , т. е.  $\Delta l_i = l_{\text{наб}} - l_{\text{выч}}$ .  $\Delta l$  можно перевести в  $\Delta \alpha$ , если фиксирована глубина минимума. В то же время с точностью до величин второго порядка малости от  $\Delta \alpha$  и поправок  $\Delta k$  и  $\Delta p$  справедливо дифференциальное соотношение

$$\Delta \alpha_i = \frac{\partial \alpha_i}{\partial k} \Delta k + \frac{\partial \alpha_i}{\partial p} \Delta p. \quad (57)$$

С поправками  $(\Delta k, \Delta p)$ , так же как и с отклонениями  $\Delta l_i$ , мы, как это принято, будем обращаться, как с дифференциалами.

Для нахождения  $\Delta p$ ,  $\Delta k$ ,  $\frac{\partial \alpha}{\partial k}$  и  $\frac{\partial \alpha}{\partial p}$  используем уже известные соотношения

$$p = \frac{1}{r_2} \sqrt{1 - \sin^2 i \cos^2 \theta} - \frac{r_1}{r_2},$$

$$\theta = \frac{2\pi(t - t_0)}{P} = \mu(t - t_0),$$

$$k = \frac{r_2}{r_1}.$$

Тогда

$$\left. \begin{aligned} \Delta k &= \frac{1}{r_1} \Delta r_2 - \frac{k}{r_1} \Delta r_1, \\ \Delta p &= \frac{\partial p}{\partial r_1} \Delta r_1 + \frac{\partial p}{\partial r_2} \Delta r_2 + \frac{\partial p}{\partial i} \Delta i + \frac{\partial p}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial t_0} \Delta t_0, \\ \frac{\partial p}{\partial r_1} &= -\frac{1}{r_1}, \quad \frac{\partial p}{\partial r_2} = -\frac{p}{r_2}, \quad \frac{\partial p}{\partial i} = -\frac{\operatorname{ctg} i}{r_2} \left[ \frac{1}{r_1 + r_2 p} - (r_1 + r_2 p) \right], \\ \frac{\partial p}{\partial \theta} &= \frac{\sin^2 i \sin \theta \cos \theta}{r_2 (r_1 + r_2 p)}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial t_0} = -\frac{2\pi}{P} = -\mu. \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Подставляя все найденные величины (58) в (57), получим:

$$\Delta \alpha_i = A_i \Delta r_1 + B_i \Delta r_2 + C_i \Delta i + D_i \Delta t_0, \quad (59)$$

где

$$\left. \begin{aligned} A &= \left[ -\frac{k}{r_1} \frac{\partial \alpha}{\partial k} - \frac{1}{r_2} \frac{\partial \alpha}{\partial p} \right], \quad B = \left[ \frac{1}{r_1} \frac{\partial \alpha}{\partial k} - \frac{p}{r_2} \frac{\partial \alpha}{\partial p} \right], \\ C &= -\frac{\operatorname{ctg} i}{r_2} \left[ \frac{1}{r_1 + r_2 p} - (r_1 + r_2 p) \right] \frac{\partial \alpha}{\partial p}, \quad D = -\frac{\mu \sin^2 i}{2r_2} \frac{\sin 2\theta}{r_1 + r_2 p} \frac{\partial \alpha}{\partial p}. \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

Величины производных  $\frac{\partial \alpha}{\partial k}$  и  $\frac{\partial \alpha}{\partial p}$  при заданных  $k$  и  $p$  могут быть найдены при помощи численного дифференцирования таблицы, выражающей связь  $p(k, \alpha)$  с  $k$  и  $\alpha$ . Таким образом, все коэффициенты условных уравнений типа (59) могут быть определены по предварительным элементам. Эти уравнения могут быть несколько обобщены введением поправки в глубину главного минимума. В самом деле, так как  $l_i = (1 - \lambda_1) \alpha$ , должно быть

$$\Delta l_i = \alpha_i \Delta (1 - \lambda_1) + (1 - \lambda_1) \Delta \alpha_i$$

или

$$\frac{\Delta l_i}{1 - \lambda_1} = \alpha_i \frac{\Delta (1 - \lambda_1)}{1 - \lambda_1} + \Delta \alpha_i. \quad (61)$$

Тогда уравнения (59) примут вид

$$\frac{\Delta l_i}{1 - \lambda_1} = \alpha_i \frac{\Delta (1 - \lambda_1)}{1 - \lambda_1} + A_i \Delta r_1 + B_i \Delta r_2 + C_i \Delta i + D_i \Delta t_0. \quad (62)$$

В этих уравнениях неизвестными мы должны считать поправки  $\frac{\Delta(1-\lambda_1)}{1-\lambda_1}$ ,  $\Delta r_1$ ,  $\Delta r_2$ ,  $\Delta i$  и  $\Delta t_0$ . Прежде чем решать эти уравнения, следует определить их веса. Веса зависят от рассеяния  $\Delta l_i$  около теоретической или, что практически все равно, около средней (нормальной) кривой блеска. Приписывать уравнениям заранее некоторые «теоретические» значения весов неправильно, так как точность различных участков кривой блеска зависит от многих случайных обстоятельств, которые нельзя предусмотреть. Лучше порядок средних ошибок установить, используя не нормальную кривую, а кривую, построенную по индивидуальным наблюдениям. Индивидуальные (для отдельных наблюдений)  $\Delta l$  всегда лежат, за немногими исключениями, внутри некоторого пояса, часто называемого «поясом рассеяния». По виду «пояса рассеяния» можно определить вес различных участков и нормальной кривой. Вес уравнения  $(w_i)$  можно считать обратно пропорциональным квадрату ширины «пояса рассеяния» или, что все равно, квадрату среднего отклонения  $l$  от нормальной кривой. Вычислять веса уравнений (62) имеет смысл с точностью лишь до одной значащей цифры. Вычисление весов по ширине «пояса рассеяния», а не по средним квадратичным отклонениям имеет то преимущество, что его можно производить и при недостаточном равномерном распределении наблюдений вдоль кривой блеска, так как «пояс рассеяния» определяется (проводится) сразу для всей кривой блеска. Чтобы избежать условности в проведении «пояса рассеяния», можно потребовать, чтобы внутри него находилось 90% всех индивидуальных точек.

Случай частного затмения также разобран В. П. Цесевичем. Допустим, что не только глубины минимумов, но также интенсивность в максимуме определены недостаточно точно. Тогда для главного минимума при гипотезе «большая впереди» должно быть

$$\frac{l_i}{l_0} = 1 - \alpha_i L_2, \quad (63)$$

где мы должны считать точное значение  $l_0$  равным единице. Дифференцируя (63), имеем:

$$\alpha \Delta L_2 + L_2 \Delta \alpha = \Delta l_0 - \Delta l_i. \quad (64)$$

Вновь используя выражения (58) для  $\Delta \alpha$ ,  $\Delta k$  и  $\Delta p$ , получим:

$$\begin{aligned} -\Delta l_i = & -\Delta l_0 + \alpha_i \Delta L_2 + L_2 \left[ -\frac{k}{r_1} \frac{\partial \alpha}{\partial k} - \frac{1}{r_2} \frac{\partial \alpha}{\partial p} \right] \Delta r_1 + \\ & + L_2 \left[ \frac{1}{r_1} \frac{\partial \alpha}{\partial k} - \frac{p}{r_2} \frac{\partial \alpha}{\partial p} \right] \Delta r_2 - L_2 \frac{\operatorname{ctg} i}{r_2} \left[ \frac{1}{r_1 + r_1 p} - (r_1 + r_2 p) \right] \frac{\partial \alpha}{\partial p} \Delta i - \\ & - L_2 \frac{\sin^2 i \sin 2\theta}{2r_2(r_1 + r_2 p)} \frac{2\pi}{P} \frac{\partial \alpha}{\partial p} \Delta t_0. \end{aligned} \quad (65)$$

При гипотезе U во вторичном минимуме для фотометрической фазы затмения будем иметь выражения

$$\alpha = \frac{1-l}{k^2 L_1} = \frac{1-l}{k^2 (1-L_2)}$$

и

$$\frac{l}{l_0} = 1 - \alpha k^2 (1 - L_2). \quad (66)$$

Дифференцирование (66) дает:

$$\Delta l_i - \Delta l_0 = \alpha_i k^2 \Delta L_2 - 2\alpha_i (1 - L_2) k \Delta k - k^2 (1 - L_2) \Delta \alpha.$$

Окончательно, как и в первом случае, имеем:

$$\begin{aligned}
 -\Delta l_i = & -\Delta l_0 - \alpha_i k^2 \Delta L_2 + \left[ -\frac{2\alpha}{r_1} - \frac{k}{r_1} \frac{\partial \alpha}{\partial k} - \frac{1}{r_2} \frac{\partial \alpha}{\partial p} \right] k^2 (1 - L_2) \Delta r_1 + \\
 & + \left[ \frac{2\alpha}{r_2} + \frac{1}{r_1} \frac{\partial \alpha}{\partial k} - \frac{p}{r_2} \frac{\partial \alpha}{\partial p} \right] k^2 (1 - L_2) \Delta r_2 - \\
 & - k^2 (1 - L_2) \frac{\operatorname{ctg} i}{r_2} \left[ \frac{1}{r_1 + r_2 p} - (r_1 + r_2 p) \right] \frac{\partial \alpha}{\partial p} \Delta i - \\
 & - k^2 (1 - L_2) \frac{\sin^2 i \sin 2\theta}{2r_2 (r_1 + r_2 p)} \frac{2\pi}{p} \frac{\partial \alpha}{\partial p} \Delta t_0. \quad (67)
 \end{aligned}$$

Системы уравнений (65) и (67) следует решать совместно.

Применение метода наименьших квадратов для нахождения поправок  $\Delta$  к предварительно найденным элементам имеет то преимущество перед другими методами, что оно не требует от вычислителя искусства в исследовании кривых блеска. Однако именно это обстоятельство таит в себе серьезную опасность из-за математической идеализации задачи. Неопытный вычислитель может, получив систему элементов, плохо представляющих кривую блеска и очень далеких от их наиболее вероятных значений, пользуясь условными уравнениями для поправок к элементам, получить неверные значения и самих поправок, так как применение метода наименьших квадратов к условным уравнениям типа (62), (65) и (67) законно только при малости самих поправок, когда величинами второго порядка малости от  $\Delta r_1$ ,  $\Delta r_2$  и т. д. можно пренебречь.

Вторая опасность заключается в использовании так называемых «выскакивающих» точек из кривой блеска, т. е. точек с большими значениями  $\Delta l_i$ . Выбрасывание этих точек может считаться законным лишь в том случае, если известна причина, в силу которой они могут быть забракованы, или тогда, когда они превышают более чем в три раза среднее квадратичное отклонение (дисперсию) от нормальной кривой и, следовательно, маловероятны. В то же время именно эти точки сильно влияют на сумму квадратов отклонений от окончательной теоретической кривой, а вместе с тем и на значения относительных элементов. В конечном счете система элементов оказывается зависящей от произвола вычислителя, отбрасывающего «выскакивающие» точки или придающего им меньший вес, что сводит на нет объективность применяемого метода. Эти затруднения не являются специфическими для применения метода наименьших квадратов при определении элементов систем затменных двойных. С ними часто приходится встречаться при обработке результатов наблюдений.

Решение кривых блеска затменных переменных обладает также и такими особенностями, которые делают применение метода наименьших квадратов не только нестрогим в математическом отношении, но и в ряде случаев просто незаконным. Дело в том, что отклонения  $\Delta l_i$  от окончательной теоретической кривой нельзя отождествлять со случайными ошибками. В них всегда содержатся систематические отклонения — систематические ошибки. Даже если бы сама кривая блеска была полностью лишена систематических ошибок, эти отклонения возникают как следствие того, что выбранная нами модель тесной пары и гипотеза U или D являются лишь сравнительно грубым приближением к действительности. Поэтому  $\Delta l_i$  содержат в себе систематическую часть — так называемые ошибки схемы [12]. Кроме того, даже так называемая случайная часть  $\Delta l_i$  в большинстве случаев не подчиняется закону случайных ошибок, так как наблюдения, проводящиеся в течение одной ночи или же в течение одного сезона, не являются полностью независимыми друг от друга и их результаты зависят от способа и от употребляемых кон-

стант при редукции измерений блеска к некоторым фиксированным средним условиям. Часто мы можем представить распределение уклонений случайной части в виде суммы нескольких гауссиан, но такое представление обычно оказывается иллюзорным ввиду ограниченности числа наблюдений. Поэтому требование минимума суммы квадратов уклонений оказывается совершенно условным, полученные поправки сомнительными. К счастью, эти поправки обычно не превосходят утроенной величины их дисперсий (а лишь тогда они могут считаться вполне надежными) и чаще всего почти равны дисперсиям [1]. Большой интерес представляют собой дисперсии элементов. Так как случайная часть уклонений всегда больше по амплитуде, чем систематическая часть (иначе решение будет просто неудовлетворительным), то дисперсии элементов определяются главным образом ошибками, которым мы приписываем случайный характер. Так как при этом остаются неучтенными систематические ошибки, то мы, по-видимому, можем рассматривать дисперсии как наименьшие квадратичные ошибки элементов, хотя этот вывод и не может быть строго обоснован. Строгого же метода оценки величины ошибок найденных элементов пока не существует.

Какие же элементы следует считать наилучшими, т. е. наиболее точно представляющими данную двойную систему? Представим себе, что мы имеем дело с системой, все физические и геометрические характеристики которой нам точно известны. Допустим, что мы идеализируем систему, представив звезды идеальными шарами с законом распределения яркости на их дисках типа (33). Тогда мы должны, применяя методы математического приближения, определить радиусы этих шаров и  $x'$  в формуле (33), как наиболее точно соответствующие фигурам равновесия звезд и истинному распределению яркости на их дисках. Эти идеальные элементы мы назовем элементами схемы. Задача решения кривой блеска, таким образом, сводится к возможно более точному определению элементов схемы. Наилучшими будут те элементы, которые окажутся ближе всего к элементам схемы. Хотя задача нахождения таких элементов еще окончательно не решена, можно показать, что в первом приближении она сводится к вариационной задаче совместного требования двух минимумов:

1) минимума суммы квадратов уклонений нормальных точек от теоретической кривой и

2) минимума остаточных систематических уклонений, измеряемых их амплитудой по отношению к теоретической кривой.

Пока не существует метода аналитического решения задачи, приходится пользоваться уже существующей методикой, основанной на последовательных приближениях (метод Рессела и др.). Улучшение этих элементов по способу наименьших квадратов может быть рекомендовано лишь тогда, когда малая точность кривой блеска не позволяет надеяться на получение надежной системы наилучших элементов. И тут этот метод по сути дела нужен только для получения дисперсий элементов.

§ 30. Прямой метод оценки дисперсий относительных элементов. Для получения дисперсий элементов нет необходимости в решении условных уравнений для  $\Delta l_i$  по способу наименьших квадратов. Они могут быть получены прямым способом путем дифференцирования основных уравнений, служащих для определения  $k$  и  $\alpha_0$  [12]. Однако на практике не обязательно вычислять дисперсии элементов для каждой данной кривой блеска. Учитывая, что вычисления могут дать лишь порядок величин дисперсий, можно ограничиться их оценкой для ряда типичных случаев полных, частных и кольцеобразных затмений, с тем чтобы знать, в каком знаке полученных чисел (элементов) могут быть уже значительные ошибки. Так, обработка по методу наименьших квадратов многих кривых блеска, полученных фотоэлектрическим способом, независимо от того, являлись ли затмения



эллипса имеет вид

$$r = \frac{1 - e^2}{1 - e \sin(v - \omega)}. \quad (68)$$

Угол  $v$  мы называем истинной долготой. Истинная аномалия  $v = 90^\circ + \nu - \omega$ . Истинная аномалия ( $v$ ) и средняя аномалия ( $M$ ) связаны известным «уравнением центра», которое с точностью до членов второго порядка от  $e$  запишется в форме

$$v = M + 2e \sin M \quad (69)$$

или

$$M = v - 2e \sin v. \quad (70)$$

Эти же формулы с членами второго порядка приведены в [1]. На самом деле при  $i = 90^\circ$  формула (70) в нашем случае точна до величин третьего порядка от  $e$ . Если мы будем отсчитывать  $M$  от верхнего соединения, т. е. от затмения более яркого компонента, и также будем отсчитывать фазы периода в единицах времени ( $t$ ), то должно быть

$$M = \mu t + c = \frac{2\pi t}{P} + c. \quad (71)$$

При  $v = 0$   $M \neq 0$  и  $M$ , соответствующее фазе вторичного минимума ( $t_2$ ), будет равно

$$M = \frac{2\pi t_2}{P} = \pi - 2e [\cos(v - \omega) - \cos \omega], \quad (72)$$

откуда

$$\frac{2\pi t_2}{P} = \pi + 4e \cos \omega. \quad (73)$$

Обозначим  $e \cos \omega = h$  и  $e \sin \omega = g$ . Тогда

$$\begin{aligned} t_2 - \frac{P}{2} &= 2h \frac{P}{2\pi}, \\ h &= \frac{\pi \left( t_2 - \frac{P}{2} \right)}{2P}. \end{aligned} \quad (74)$$

Итак,  $h$  определяется по величине уклонения фазы  $t_2$  от середины периода.

Значительно труднее определить  $g$ , а без этого невозможно найти раздельно  $e$  и  $\omega$ . Следуя Ресселу, перепишем (68) в виде

$$r = 1 - g \cos M + h \sin M. \quad (75)$$

Для  $M$  в момент главного минимума будем иметь

$$M = -2h. \quad (76)$$

Так как

$$\theta = \frac{2\pi t}{P},$$

то

$$\theta = M + 2h. \quad (77)$$

Формулы (76) и (77) удовлетворительны лишь при  $i \geq 80^\circ$ . При меньших значениях  $i$  следует пользоваться более точными формулами, куда входит  $\cos^2 i$ . Так как вначале  $i$  нам неизвестно, то начинать решение все равно нужно с применения формул (74), (76) и (77).



Расстояние между центрами дисков ( $\delta$ ) в данном случае определяется по формулам:

$$\delta^2 = r^2 (1 - \cos^2 v \sin^2 i), \quad (78)$$

$$\delta^2 = (1 - g \cos M + h \sin M)^2 (1 - \cos^2 v \sin^2 i). \quad (79)$$

Приблизленно (79) может быть переписано в такой форме:

$$\delta^2 = (1 - 2g \cos \theta) \cos^2 i + (1 + 2g \cos \theta) \sin^2 i \sin^2 \theta. \quad (80)$$

(80) можно также представить в уже ранее известной нам форме:

$$\delta^2 = R_1^2 (\cos^2 j + \sin^2 j \sin^2 \theta), \quad (81)$$

$$R_1 = 1 + g (1 - 2 \cos^2 i) \cos \theta, \quad (82)$$

$$\left. \begin{aligned} R_1 \sin j &= (1 + g \cos \theta) \sin i, \\ R_1 \cos j &= (1 - g \cos \theta) \cos i. \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

На основании (83) имеем:

$$\operatorname{ctg} j = (1 - 2g \cos \theta) \operatorname{ctg} i. \quad (84)$$

Для вторичного минимума эти же соотношения будут иметь несколько иной вид:

$$\left. \begin{aligned} v &= v_2, \\ M_2 &= \pi + 2h, \\ \theta' &= M + \pi - 2h = \frac{2\pi}{P} (t - t_2) \end{aligned} \right\} \quad (85)$$

( $\theta'$  имеет смысл  $\theta$ , отсчитываемого от момента фазы вторичного минимума  $t_2$ ),

$$\delta^2 = R_2^2 (\cos^2 \beta + \sin^2 \beta \sin^2 \theta'), \quad (86)$$

$$\left. \begin{aligned} R_2 &= 1 - g (1 - 2 \cos^2 i) \cos \theta', \\ \operatorname{ctg} \beta &= (1 + 2g \cos \theta') \operatorname{ctg} i. \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

Как видно из этих формул, если приближенно принять  $R_1$  и  $R_2$  за постоянные величины, то в главном минимуме затмение будет происходить при движении по кругу с радиусом  $R_1$  и наклонностью  $j$ , а во вторичном минимуме — при движении по кругу с радиусом  $R_2$  и наклонностью  $\beta$ .

Так как величина  $\cos \theta$  по сравнению с  $\sin \theta$  мало меняется в течение обоих минимумов, то ее можно заменить некоторым средним значением  $\eta$ :

$$\eta = \int_{-\zeta}^{+\zeta} \cos \theta d\theta : \int_{-\zeta}^{+\zeta} d\theta = \frac{\sin \zeta}{\zeta} \approx \frac{1}{3} (2 + \cos \zeta), \quad [(88)]$$

где  $\zeta$  — значение  $\theta$  (или  $\theta'$ ) в начале или в конце соответствующего минимума.

Так как радиусы звезд-компонентов определяются в предположении, что радиус орбиты равен единице (т. е. в нашем случае  $R_1$  и  $R_2$ ), то очевидно, что радиусы компонентов, полученные для обоих минимумов (мы их обозначим штрихами), будут разными:

$$\left. \begin{aligned} r'_1 &= \frac{r_1}{R_1}, & r'_2 &= \frac{r_2}{R_1}, \\ r''_1 &= \frac{r_1}{R_2}, & r''_2 &= \frac{r_2}{R_2}. \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

Здесь  $r_1$  и  $r_2$  отнесены к большой полуоси эллипса как единице. На величину  $k$  эллиптичность орбиты почти не влияет.

Окончательно имеем:

для главного минимума

$$\left. \begin{aligned} r'_1 &= r_1 (1 - g\eta), \\ \operatorname{ctg} j &= \operatorname{ctg} i (1 - 2g\eta); \end{aligned} \right\} \quad (90)$$

для вторичного

$$\left. \begin{aligned} r''_1 &= r_1 (1 + g\eta), \\ \operatorname{ctg} \beta &= \operatorname{ctg} i (1 + 2g\eta). \end{aligned} \right\} \quad (91)$$

Если бы мы могли определить  $r_1$  и  $i$  для обоих минимумов в отдельности, то нашли бы и величину  $g\eta$ :

$$g\eta = \frac{r''_1 - r'_1}{r''_1 + r'_1}, \quad g\eta = \frac{1}{2} \frac{\operatorname{ctg} i'' - \operatorname{ctg} i'}{\operatorname{ctg} \beta + \operatorname{ctg} j}. \quad (92)$$

Оба эти равенства должны давать одно и то же значение  $g\eta$  в пределах точности наших вычислений и точности нашего решения (точности кривой и правильности выбранной схемы). Для того чтобы воспользоваться выражениями (92) для определения  $g\eta$ , необходимо получить  $r_1$  и  $i$  отдельно для каждого минимума. На практике это можно сделать непосредственно в том редком случае, когда в одном из минимумов затмение является полным, глубина минимумов почти одинакова и достаточно хорошее приближение к действительности дает гипотеза U. Если глубина вторичного минимума мала, то неточность в определении  $g\eta$ , вызванная рядом побочных причин (из них главная заключается в том, что потемнение к краю для обеих звезд может быть различным), будет так велика, что полученные  $g\eta$  вряд ли имеют реальное значение.

Когда мы имеем дело с частным затмением, то при  $g \neq 0\alpha_0$  (или  $\alpha'_0$ ) для обоих минимумов больше не будет одной и той же. В случае гипотезы U уравнение (5) примет вид

$$\frac{1 - \lambda_1}{\alpha_{1,0}} + \frac{1 - \lambda_2}{k^2 \alpha_{2,0}} = 1. \quad (93)$$

Рессел рекомендовал решать уравнение (93) графически или методом последовательных приближений совместно с двумя уравнениями, которые мы получим, найдя численные значения функций  $\chi(k, \alpha_{1,0}; 0,25)$  и  $\chi(k, \alpha_{2,0}; 0,25)$  по форме обоих минимумов. Мы не склонны рекомендовать этот прием, так как  $\chi$  для вторичного минимума обычно определяется весьма неточно. Для решения уравнения (93) следует связать  $\alpha_{1,0}$  и  $\alpha_{2,0}$  через  $g$ . Очевидно, что  $\alpha_{1,0}$  и  $\alpha_{2,0}$  будут отличаться лишь в силу того, что  $q_{1,0}$  (вместо  $q_0$ ) для главного минимума отличается от  $q_{2,0}$ . Пусть разница в  $q$  выражается в  $2\Delta q$ :

$$\Delta q = \frac{\Delta \delta}{r_1} \approx \frac{g \cos i}{r_1}. \quad (94)$$

Тогда для  $\alpha_{1,0}$  и  $\alpha_{2,0}$  будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{1,0} &= \alpha_0 + \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_{\alpha=\alpha_0} \Delta q, \\ \alpha_{2,0} &= \alpha_0 - \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_{\alpha=\alpha_0} \Delta q, \end{aligned} \right\} \quad (95)$$

или

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{1,0} &= \alpha_0 + \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_{\alpha=\alpha_0} \frac{g \cos i}{r_2}, \\ \alpha_{2,0} &= \alpha_0 - \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_{\alpha=\alpha_0} \frac{g \cos i}{r_2}. \end{aligned} \right\} \quad (96)$$

Так как элементы в первом приближении известны, то по формулам (96) легко вычислить поправки к некоторому среднему значению  $\alpha_0$ , которое имело бы место при  $g=0$ , или же привести  $\alpha_{2,0}$  к  $\alpha_{1,0}$ :

$$\alpha_{2,0} = \alpha_{1,0} - 2 \left( \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_{\alpha=\alpha_0} \frac{g \cos i}{r_2}. \quad (97)$$

Тогда комбинация (93) с  $\chi(k, \alpha_{1,0}; 0,25)$  даст возможность определить  $k$  и  $\alpha_0$ . После этого можно сделать вычисления и во втором приближении, но на практике точность эллиптических элементов бывает довольно низкой и такие вычисления оказываются излишними.

§ 32. Движение линии апсид. Наличие третьего тела. Иногда смещение вторичного минимума от фазы  $\frac{P^*}{2}$  оказывается переменным. В соответствии с этим меняется и  $e \cos \omega$ . Эти изменения происходят по правильной синусоиде, не оставляя сомнений в том, что  $\omega$  изменяется, так как линия апсид равномерно вращается. При этом исследование элементов изменения блеска показывает, что смещаются оба минимума. Ход изменения эпох главного минимума противоположен ходу изменения эпох вторичного минимума.

Движение линии апсид, как правило, вызывается деформациями звезд под действием приливообразующих сил. В этом случае скорость вращения линии ( $\omega'$ ) зависит от моментов инерции звезд по отношению к трем главным осям симметрии их фигур равновесия. В свою очередь эти моменты инерции определяются распределением плотности внутри звезд. Чем однороднее звезды по плотности, тем больше  $\omega'$ , и чем больше концентрация массы к центру звезд, тем меньше  $\omega'$ , так как тогда звезды могут рассматриваться почти как тяжелые точки. Иногда движение линии апсид и изменения других орбитальных элементов могут возникнуть как следствие наличия в системе третьего тела.

Наиболее ярко движение линии апсид проявляется в системах с не очень малым эксцентриситетом орбиты. Хорошо определено  $\omega'$  в системах Y Sgr, RU Mon, GL Car и не очень уверенно еще в пяти парах.

Прямым указанием на наличие вблизи тесной пары звезды является периодическое синхронное колебание эпох обоих минимумов. Оно возникает как следствие так называемого светового уравнения. Обычно третья звезда находится сравнительно далеко от тесной пары. В этом случае с достаточной степенью приближения мы можем считать, что центр инерции тесной пары описывает некоторую эллиптическую орбиту вокруг центра инерции всей тройной системы. Хотя размеры этой орбиты обычно невелики — она меньше орбиты Земли вокруг Солнца, — все же в результате движения центра инерции пары по этой орбите расстояние между ним и земным наблюдателем может колебаться на десятки миллионов километров. Эпохи световых сигналов (эпохи минимумов) будут зависеть от положения центра инерции пары на орбите. Диаметр орбиты свет обычно проходит за несколько минут. Этот эффект конечной скорости света в эпохах минимумов называют световым уравнением. Ход светового уравнения можно получить, нанося на график в качестве ординаты величину отклонения эпохи минимума от эпохи, вычисленной с постоянным периодом. По оси абсцисс откладывается время. Периодические колебания можно все свести к одному периоду и рассматривать ход светового уравнения внутри данного периода, поскольку сам период орбитального движения центра тесной пары, равный орбитальному периоду третьего тела, остается постоянным. На рис. 33 представлено световое уравнение для затменной переменной RT Per по Дэгану. Для этой системы период третьего тела оказывается равным 16 000  $P$  ( $P$  — период тесной пары). Вычисление элементов орбиты центра инерции тесной пары аналогично вычислению элементов орбиты спектрально-двойной, так как световое уравнение

характеризует собой движение по лучу зрения земного наблюдателя. Удобный метод решения этой задачи был предложен Вольтером [1].

Для некоторых тройных систем — таких, как  $\beta$  Per,  $\lambda$  Tau и VV Ori — орбиту центра инерции тесной пары удается определить и по колебаниям  $\gamma$  (лучевая скорость центра инерции пары).

Ввиду того что исследование тройных систем представляет собой узкоспециальную задачу, а число изученных тройных систем мало, мы не будем подробно останавливаться на связанных с ними проблемах.

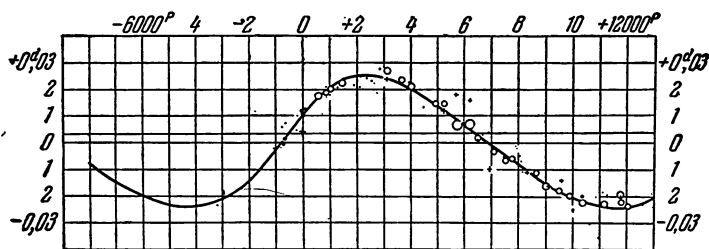


Рис. 33.

§ 33. Деформированные звезды (модель «эллипсоидальных» звезд). Под действием приливообразующих сил звезды в тесных парах деформируются. Деформация оказывается наибольшей, когда орбитальный период пары совпадает с периодом осевого вращения звезды. В этом случае мы имеем дело с так называемой классической проблемой двойной звезды, впервые решавшейся Дж. Дарвином для однородных несжимаемых жидких тел. Сжимаемость приводит к уменьшению приливных деформаций. Для политропного газа, в котором давление ( $p$ ) является функцией от плотности:

$$p = K \varrho^{1+\frac{1}{n}}, \quad (98)$$

где  $K$  и  $n$  — постоянные, а  $\varrho$  — плотность, фигуры равновесия компонентов тесной пары были рассчитаны Чандрасекаром. Так как газ в обычных звездах (исключаются белые карлики) удовлетворяет уравнению состояния идеального газа

$$p = \frac{R}{\mu} \varrho T$$

( $T$  — абсолютная температура,  $R$  — газовая постоянная и  $\mu$  — средний атомный вес), то условие (98) сводится к требованию, чтобы  $T$  зависела только от  $\varrho$ , причем эта зависимость должна иметь вид

$$T \sim \varrho^{\frac{1}{n}}. \quad (99)$$

В модели классической двойной звезды  $p$  является функцией только от  $\varrho$  [13], и поэтому выражение (99) может использоваться в качестве интерполяционной формулы для расчета распределения плотности внутри звезды. Уравнение (98) охватывает практически все случаи возможного распределения плотности. Случай  $n = 0$  представляет собой однородные несжимаемые звезды, а  $n = 5$  соответствует модели Роша, когда практически вся масса сосредоточена в центре звезды. Случаи  $n = 0$  и  $n = 5$  являются предельными. Истинное распределение плотности в звезде, в соответствии с нашими современными представлениями о внутреннем строении звезд, с хорошей степенью приближения может быть представлено политропой с  $n = 3$  или  $n = 4$ . В обоих случаях форма внешней поверхности звезды (фигура равновесия) будет очень близка к эквипотенциальной поверхности (для суммарного

потенциала центробежных и гравитационных сил) модели Роша. Поэтому при теоретических оценках деформаций реальных звезд с успехом может быть использована модель Роша.

Фигура равновесия для каждой из звезд-компонентов имеет слегка грушевидную форму. Приблизительно ее можно представить трехосным эллипсоидом. Обозначим через  $\varepsilon$  эксцентриситет сечения такого эллипсоида экваториальной плоскостью (плоскостью орбиты) и через  $\varepsilon'$  — эксцентриситет главного меридионального сечения (сечения через ось вращения и линию центров звезд-компонентов).  $\varepsilon$  и  $\varepsilon'$  можно задать формулами:

$$\varepsilon_1^2 = 3q_1 \frac{m_2}{m_1} v_1^3, \quad (100)$$

$$(\varepsilon_1')^2 = q_1 \left(1 + 4 \frac{m_2}{m_1}\right) v_1^3. \quad (101)$$

Здесь индекс 1 относится к рассматриваемой звезде, а индекс 2 — ко второму возмущающему компоненту пары. Через  $v_1$  обозначен средний радиус звезды, который она имела бы при отсутствии центробежной и приливообразующей сил. Приблизительно мы можем принять его равным  $(abc)^{1/3}$ , где  $a$ ,  $b$  и  $c$  — полуоси эллипсоида. Фактор  $q$  зависит от внутреннего строения звезды. Для реальных звезд  $q$  близок к 1, а для модели однородной несжимаемой звезды  $q = 2,5$ .

Эллипсоидальная форма фигур компонентов приводит к нарушению постоянства блеска в промежутках между затмениями. Максимум блеска, как следует из рис. 28, наступает при фазах  $\theta = 90^\circ$  и  $\theta = 270^\circ$ . Это же следует из рассмотрения изменения блеска вращающегося эллипсоида. Можно показать [1], что площадь проекции эллипсоида на картинную плоскость будет равна

$$S = \pi a^2 \cos i \left\{ \left(\frac{b}{a}\right)^2 + \left(\frac{c}{a}\right)^2 \operatorname{tg}^2 i \left[ \left(\frac{b}{a}\right)^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (102)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $i$ ,  $\theta$  сохраняют прежний смысл. Из (102) видно, что  $S$ , а следовательно, и блеск эллипсоида не зависят прямо от  $\frac{c}{a}$ , а зависят от  $\left(\frac{c}{a}\right)^2 \operatorname{tg}^2 i$ .

Пусть  $\frac{c}{a} = u \frac{b}{a}$  ( $u < 1$ ). В целях упрощения (102) положим:

$$\frac{c}{a} \operatorname{tg} i = \frac{b}{a} \operatorname{tg} i', \quad \operatorname{tg} i = \frac{b}{c} \operatorname{tg} i'. \quad (103)$$

Введя вместо истинной наклонности ( $i$ ) некоторую фиктивную наклонность  $i'$ , на основании (102) получим:

$$S \sim (1 - \varepsilon^2 \sin^2 i' \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}. \quad (104)$$

Такой была бы зависимость  $S$  от  $\varepsilon$ , если бы звезда была вытянутым сфероидом с полуосями  $a$  и  $b$  и вращалась вокруг оси  $b$ . Величину  $\varepsilon^2 \sin^2 i'$  обозначим через  $z$ . При  $\cos \theta = 0$  наступает максимум блеска. Обозначим максимальный блеск каждой из звезд соответственно через  $L_1$  и  $L_2$ , и пусть  $L_1 + L_2 = 1$ . Тогда блеск двух синхронно вращающихся эллипсоидов будет задан формулой

$$l = L_1 (1 - z_1 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}} + L_2 (1 - z_2 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}. \quad (105)$$

При  $z_1$ , мало отличающемся от  $z_2$ , можно положить  $z_1 = z_2 = z$ . Тогда (105) примет вид

$$l = (1 - z \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}. \quad (106)$$

Рассмотрим гипотезу U. При затмении меньшей звезды большей получаем:

$$l = (1 - z \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}} [L_1 + (1 - \alpha) L_2]. \quad (107)$$

При затмении большей звезды меньшей (107) заменится выражением

$$l = (1 - z \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}} [L_1 (1 - k^2 \alpha) + L_2]. \quad (108)$$

Мы видим, что величина блеска все время остается пропорциональной фактору  $f = (1 - z \cos^2 \theta)^{1/2}$ . Разделив все  $l$  на  $f$ , мы избавимся от влияния  $f$  на кривую блеска (ректифицируем кривую). Такая кривая во внезатменной части уже будет иметь постоянную фазу, как и в случае модели шаровых звезд. Так как эллипсоиды подобны, их проекции на картинную плоскость подобны эллипсам с полуосями  $b_1$ ,  $d_1 = a_1 f$  и  $b_2$ ,  $d_2 = a_2 f$  (рис. 34). Очевидно, что так как оба эллипса можно рассматривать как проекции двух пересекающихся кругов с радиусами  $d_1$  и  $d_2$  на некоторую наклонную (к картинной) плоскость, то  $\alpha$  для эллипсов будет та же, что и для кругов. Изменение блеска на ректифицированной кривой в минимумах будет происходить так, как у сферических звезд с переменными радиусами, пропорциональными  $f$ . Нахождение  $z$  не представляет значительных затруднений. Предположим, что несмотря на то, что блеск у фаз  $\theta = 90^\circ$  и  $\theta = 270^\circ$  принят нами за единицу, мы в величине этой единицы ошиблись на некоторое  $a$ . Тогда истинный блеск равен  $\frac{l'}{1+a} = l$  ( $l'$  — блеск нормальных точек, найденный из кривой блеска). Возводя (106) в квадрат, получим:

$$\frac{l'^2}{1+2a} = 1 - z \cos^2 \theta, \quad z(1+2a) \cos^2 \theta - 2a = 1 - l'^2. \quad (109)$$

Для каждой нормальной точки мы получаем линейное уравнение с неизвестными  $z(1+2a)$  и  $2a$ . Решая эти уравнения по способу наименьших квадратов, легко получить и значения  $z$  и поправки  $a$ . При этом целесообразно сначала изобразить (109) в виде графика с осями  $1 - l'^2$  и  $\cos^2 \theta$  и проследить, когда линейный ход  $1 - l'^2$  от  $\cos^2 \theta$  нарушается. Это будет происходить для нормальных точек, затронутых затмением. Такие точки следует исключать из рассмотрения при вычислении  $z$ .

После того как  $z$  найдено, определяют элементы системы. Впервые удобный метод решения этой задачи предложил Рессел [2]. Напишем выражение для  $\delta$ :

$$\delta^2 = \cos^2 i + \sin^2 i \sin^2 \theta = d_1^2 Q^2 = a_1^2 f^2 Q^2. \quad (110)$$

Для случая полного затмения, как и раньше, составим три уравнения:

$$\left. \begin{aligned} A + B \sin^2 \theta_n &= f_n^2 Q_n^2, \\ A + B \sin^2 \theta_{0,6} &= f_{0,6}^2 Q_{0,6}^2, \\ A + B \sin^2 \theta_{0,9} &= f_{0,9}^2 Q_{0,9}^2. \end{aligned} \right\} \quad (111)$$

Исключая из этих уравнений  $A$  и  $B$ , получим соотношение

$$\frac{Q_n^2 - Q_{0,6}^2}{Q_{0,6}^2 - Q_{0,9}^2} = \frac{(\sin^2 \theta_n - \sin^2 \theta_{0,6}) f_{0,6}^2}{(\sin^2 \theta_{0,6} - \sin^2 \theta_{0,9}) f_n^2}. \quad (112)$$

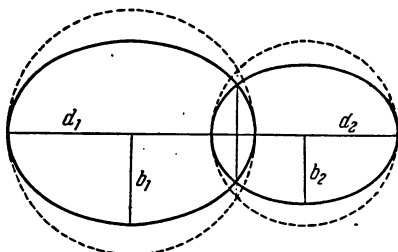


Рис. 34.

Эта формула заменяет собой формулу (17). Дальнейшие вычисления ничем не отличаются от вычислений для шаровых звезд. Для вычисления  $A$  и  $B$  имеем:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\cos^2 i}{a_1^2}, & B &= \frac{\sin^2 i}{a_1^2}, \\ f_0^2 (1+k)^2 &= A + B \sin^2 \theta_0, \\ f_{1,0}^2 (1-k)^2 &= A + B \sin^2 \theta_{1,0}. \end{aligned} \right\} \quad (113)$$

Величины  $\sin^2 \theta_0$  и  $\sin^2 \theta_{1,0}$  определяются так же, как и раньше, после представления кривой блеска найденным  $k$ . Они находятся по формулам

$$\left. \begin{aligned} \sin^2 \theta_0 &= \frac{\sin^2 \theta_{0,8} f_{0,9}^2 + (\sin^2 \theta_{0,8} - \sin^2 \theta_{0,9}) (1-z) \psi_0(k)}{f_{0,9}^2 - (\sin^2 \theta_{0,8} - \sin^2 \theta_{0,9}) z \psi_0(k)}, \\ \sin^2 \theta_{1,0} &= \frac{\sin^2 \theta_{0,8} f_{0,9}^2 + (\sin^2 \theta_{0,8} - \sin^2 \theta_{0,9}) (1-z) \psi_{1,0}(k)}{f_{0,9}^2 - (\sin^2 \theta_{0,8} - \sin^2 \theta_{0,9}) z \psi_{1,0}(k)}. \end{aligned} \right\} \quad (114)$$

Решение в случае частного затмения производится тем же методом, как и раньше. Составляя разности типа

$$\frac{q_n^2 - q_{0,0}^2}{q_m^2 - q_{0,0}^2} = \frac{f_m^2 \sin^2 \theta_n}{f_n^2 \sin^2 \theta_m}, \quad (115)$$

мы убеждаемся в том, что здесь формулы не будут отличаться от формул для шаровых звезд, если вместо  $\sin \theta_n$  и  $\sin \theta_m$  ввести так называемые приведенные  $\sin \theta'_n$  и  $\sin \theta'_m$ :

$$\sin \theta'_n = \frac{\sin \theta_n}{f_n}, \quad \sin \theta'_m = \frac{\sin \theta_m}{f_m}. \quad (116)$$

После этого вычисления можно вести по методу Рессела или по любому из упомянутых нами выше методов. Когда уже найдены  $k$  и  $\alpha$ ,  $A$  и  $B$  находятся из соотношений

$$\left. \begin{aligned} f_0^2 (1+k)^2 &= A + B \sin^2 \theta_0, \\ f_{1,0}^2 [1 + kp(k_1 \alpha_0)]^2 &= A. \end{aligned} \right\} \quad (117)$$

При гипотезе D ход решения не отличается от хода решения при гипотезе U. В этом случае только  $z$  нельзя принимать равным тому его значению, которое получается при ректификации кривой блеска. Выражение для блеска системы вне затмений будет иметь вид

$$l = 1 - Z \cos^2 \theta, \quad (118)$$

где

$$Z = \frac{4}{5} z + \frac{16}{175} z^2 + \dots \quad (119)$$

На практике, учитывая малую точность определения  $z$ , достаточно принять

$$z = \frac{5}{4} Z. \quad (120)$$

Это  $z$  и должно участвовать в дальнейших вычислениях.

§ 34. Модель «шар — эллипсоид». Для очень многих тесных пар модель подобных эллипсоидов не отвечает действительности. Часто отношение масс звезд-компонентов далеко от единицы, а средний радиус менее массивной звезды оказывается больше среднего радиуса звезды с большей массой. Пусть, например, мы имеем дело с системой, в которой  $m_2 = 2m_1$ ,  $v_2 = 0,2$ ,  $v_1 = 0,4$ . Для звезд-компонентов этой системы мы будем иметь согласно

уравнению (100)

$$\varepsilon_2^2 = 0,012q_2, \quad \varepsilon_1^2 = 0,384q_1.$$

Уже в этом случае мы видим, что  $\varepsilon_2^2$  по сравнению с  $\varepsilon_1^2$  пренебрежимо мало и более массивную звезду можно считать шаром. В ряде случаев (U Сер и др.) период осевого вращения меньшего и более яркого компонента отличается от орбитального периода. Такую звезду мы с еще большим основанием можем считать шаром. На самом деле звезда будет не шаром, а сплюснутым по оси вращения сфероидом. Однако учесть влияние этой сфероидальности на кривую блеска пока не представлялось возможным.

В схеме «шар — эллипсоид» [16] меньшая и более яркая звезда считается шаром, а большая звезда — спутник — эллипсоидом. Для такой модели тесной пары выражение (105) заменится равенством

$$l = L_1 (1 - z_1 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}} + L_2, \quad (121)$$

а вместо (107) будем иметь:

$$l = L_1 (1 - z_1 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}} + (1 - \alpha) L_2. \quad (122)$$

Для ректификации кривой блеска нужно получить предварительное решение, условно приняв  $z_1 = z_2 = 0$ , или даже при схеме подобных эллипсоидов. Такое решение, обычно с точностью до двух-трех единиц второго знака, дает правильные значения  $L_1$  и  $L_2$ . Тогда (121) перепишем в форме

$$(l - L_2)^2 = L_1^2 (1 - z_1 \cos^2 \theta). \quad (123)$$

Уравнение (123), так же как и (109), является линейным относительно  $z_1$ . Для ректификации кривой блеска, если  $L_1 < 0,1$ , достаточно знать  $z_1$  с точностью  $\pm 0,1$ . Ректификацию нужно производить уже не делением  $l$  на  $f$ , а прибавлением ко всем  $l$  величины  $L_1 (1 - f)$ . Это позволит привести правую часть (122) к виду  $L_1 + (1 - \alpha) L_2$ .

В ходе дальнейших вычислений мы заменим эллипс с полуосьми  $b_1, d_1$  описанным вокруг него кругом с радиусом  $d_1$  (рис. 35). Как показали расчеты А. В. Софроницкого, при такой замене значение  $\alpha$  остается практически тем же. Тогда, очевидно, весь эффект неподобия фигур равновесия звезд-компонентов сведется к изменению радиуса большего компонента с фазой. При этом зависимость  $q$  от  $f$  будет той же, что и в схеме подобных эллипсоидов, но  $k$  уже будет зависеть от  $f$ :

$$k' = \frac{k}{f}, \quad k = \frac{a_2}{a_1}. \quad (124)$$

Это обстоятельство усложняет дальнейшее решение задачи. Дело в том, что функции  $q^2(k', \alpha)$  в формулах (112) и (115) соответствуют разным  $k'$ . Приведение всех  $q^2$  к одному значению  $k'_0$ , соответствующему  $\theta = 0$  для случая полного затмения, производится следующим образом. Прежде всего обращаем внимание на то, что  $k'$  при  $\theta = \theta_{0,9}$  и  $\theta = \theta_{0,6}$  при любых  $z$  практически равны  $k'_0$ . Уклонения  $k'_0$  от  $k'$  ( $\Delta k$ ) могут стать значительными только при

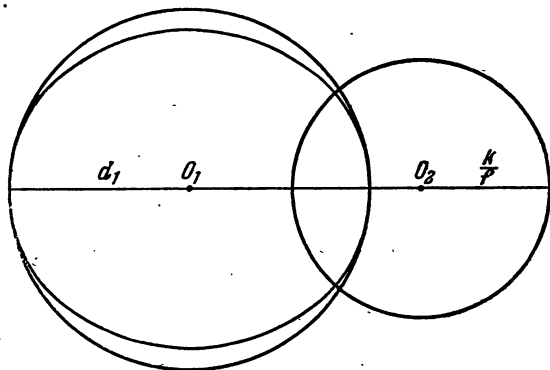


Рис. 35.



$n = 0,1; 0,2; 0,3$ . Для этих точек и должны быть определены поправки к  $Q^2(k'_0, \alpha)$ , которыми мы заменяем в (112) величины  $Q^2(k', \alpha)$ . А. Н. Дадаев [17] вычислил поправки прямо к функции  $\psi_n(k')$  в функции от  $k'$  и от  $z$  для гипотез U и D в виде

$$\Delta\psi_n(k') = \Phi_n(k') \Delta k'_n, \quad (125)$$

где

$$\Delta k'_n = \left( \frac{1 - z \cos^2 \theta'}{1 - z \cos^2 \theta_n} \right)^{\frac{1}{2}} - 1. \quad (126)$$

Здесь за  $\theta'$  можно принять  $\theta = \frac{\theta_{0,9} + \theta_{0,6}}{2}$ . Это даст несколько лучшее приближение к действительности, чем  $\theta = 0$ . Вычитая  $\Delta\psi_n(k')$  из численных значений  $\psi_n(k')$ , полученных обычным образом по  $\sin^2 \theta$ , мы получим значения  $\psi_n(k'_0)$ , относящиеся уже к одному вполне определенному  $k'_0$ , а именно

$$k'_0 = \frac{k}{(1 - z \cos^2 \theta')^{\frac{1}{2}}}. \quad (127)$$

Так как истинные  $z$  могут сильно уклоняться от определяемых по (100), решение задачи следует производить, задавая различные значения  $z$  (0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5). При данных  $z$  отыскиваются поправки  $\Delta\psi_n(k')$  и по таблицам находятся  $k'_0$  и  $k$ . После этого делается по возможности наилучшее представление кривой блеска и подсчитываются разности  $O - C$  (набл. — выч.). То  $z$ , при котором представление кривой блеска оказалось наилучшим, и принимается за истинное значение  $z$ . Точность подобного определения  $z$  невелика. Даже по самым лучшим кривым блеска  $z$  определяется с ошибкой  $\pm 0,05$ . Как правило же, по хорошим (фотоэлектрическим) кривым блеска  $z$  определяется с точностью до  $\pm 0,1$ .

В случае частного затмения ошибки в определении  $z$  столь быстро возрастают с уменьшением  $\alpha_0$ , что задавать  $z$  при решении лучше всего в соответствии с формулой (100). Вычисление  $\chi$  и  $\psi$  следует вести при одном  $k'_0$  (127), полагая  $\theta' = \theta_{0,5}$ . Конечно, при этом следует иметь в виду, что такая процедура дает приближенное решение. Однако и в этом случае при наличии большого  $z$  у более слабого компонента модель «шар — эллипсоид» обычно приводит к лучшему представлению кривой блеска, чем модель шаровых звезд или модель подобных эллипсоидов с  $z$ , полученным из внезатменной части кривой блеска.

Определение  $A$ ,  $B$  и других элементов делается так же, как и для модели подобных эллипсоидов.

**§ 35. Эффект фазы.** Эффектом фазы принято называть влияние отражения света одной звезды от поверхности другой на кривую блеска тесной пары. Так как в данном случае речь идет не об отражении, а о поглощении и последующем излучении света, то правильнее говорить о реэмиссии света. Реэмиссия света для интегрального излучения имеет альбедо, равное единице, так как поток энергии, падающий на поверхность звезды, согласно второму началу термодинамики не может проникнуть в высоконагретые внутренние области звезды. Он приводит лишь к локальному увеличению поверхностной температуры. Реэмиссия происходит от атмосфер обеих звезд-компонентов, но замечена из кривой блеска она может быть лишь в том случае, если одна из звезд значительно ярче другой. Изменение блеска с фазой можно видеть на рис. 36. Вблизи главного минимума переизлучающая часть поверхности спутника практически не видна земному наблюдателю и не увеличивает блеск системы. Вблизи же вторичного минимума

она видна почти полностью. Нарастание блеска системы от главного минимума к вторичному (к  $\theta = \pi$ ) собственно и называется эффектом фазы. В максимуме блеска при  $\theta = \pi$  (если отвлечься от эффекта затмения) добавка к блеску есть  $L_{r,1}(\pi)$ . Для спутника (индекс 1) по Эддингтону имеем:

$$L_{r,1}(\pi) = \frac{17}{24} L_2 \left( r_1^2 + \frac{3}{4} r_1^3 + \dots \right). \quad (128)$$

При  $\theta < \pi$  добавка к блеску  $L_{r,1}(\theta)$  меньше. Функция  $L_{r,1}(\theta)$  по Эддингтону имеет вид

$$L_{r,1}(\theta) = L_{r,1}(\pi) \frac{\sin \theta - \theta \cos \theta}{\pi}. \quad (129)$$

Милн получил более сложное выражение для этой зависимости, численно мало расходящееся с (129). Пайк предложил для  $L_{r,1}(\theta)$  выражение

$$L_{r,1}(\theta) = L_{r,1}(\pi) \sin^n \frac{\theta}{2} \quad (n = 4, 5). \quad (130)$$

Из наблюдений В. А. Крат получил формулу, аналогичную (130):

$$L_{r,1}(\theta) = L_{r,1}(\pi) \sin^{4.2} \frac{\theta}{2}. \quad (131)$$

Все три формулы — (129), (130) и (131) — практически эквивалентны. Наибольшее расхождение между ними возникает при  $\theta = 90^\circ$ . Для этого значения  $\theta$  коэффициент при  $L_{r,1}(\pi)$  по (129) получается равным 0,32, по (130) — 0,21 и по (131) — 0,23. Заменяя в (131) показатель степени 4,2 на 4,0, мы изменим этот множитель только на 0,02 (он будет равен 0,25). Все эти расхождения ввиду малости  $L_{r,1}(\pi)$ , которое никогда не превышает 0,1, находятся в пределах неточности определения  $L$ . Положив  $n$  в (130) равным 4, мы получим формулу

$$L_{r,1}(\theta) = L_{r,1}(\pi) \left[ \frac{1}{4} (1 - 2 \cos \theta + \cos^2 \theta) \right]. \quad (132)$$

Для второго компонента, очевидно, в (132) нужно заменить  $\theta$  на  $\pi - \theta$ . Тогда

$$L_{r,2}(\theta) = L_{r,2}(0) \left[ \frac{1}{4} (1 + 2 \cos \theta + \cos^2 \theta) \right]. \quad (133)$$

Суммарный эффект фазы представится формулой

$$L_{r,1}(\theta) + L_{r,2}(\theta) = \frac{L_{r,1}(\pi) + L_{r,2}(0)}{4} + \frac{L_{r,1}(\pi) + L_{r,2}(0)}{4} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} [L_{r,1}(\pi) - L_{r,2}(0)] \cos \theta. \quad (134)$$

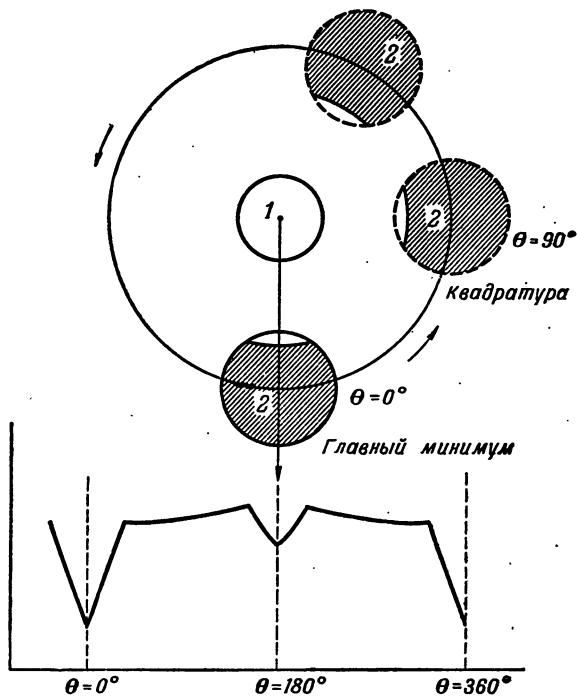


Рис. 36.

Положив в этой формуле

$$b_1 = \frac{L_{r,1}(\pi) + L_{r,2}(0)}{4}, \quad b = \frac{1}{2}[L_{r,1}(\pi) - L_{r,2}(0)],$$

получим:

$$L_{r,1}(\theta) + L_{r,2}(\theta) = b_1 + b_1 \cos^2 \theta - b \cos \theta. \quad (135)$$

Как следует из (134), наблюдаемый эффект фазы представляется разностью реэмиссий обоих компонентов при  $\theta = \pi$  (главная звезда) и  $\theta = 0$  (спутник). Кроме того, очевидно, что член  $b_1 \cos^2 \theta$  может несколько маскировать эффект эллипсоидальности компонентов, так как он имеет максимум при  $\theta = 0, \pi$  и обращается в нуль при  $\theta = 90^\circ, 270^\circ$ . Если  $L_{r,1}(\pi) \approx L_{r,2}(0)$ , а эффект эллипсоидальности отсутствует, то при  $\theta = 90^\circ, 270^\circ$  возникнут два неглубоких минимума блеска.

Учет эффекта фазы производится совместно с учетом эффекта эллипсоидальности, так как в этом случае компоненты системы должны быть близки друг к другу и приливная деформация звезд оказывается значительной. При малых  $z$  изменение блеска вне затмений может быть представлено в виде

$$l = a + 1 - \frac{z}{2} \cos^2 \theta + b_1 + b_1 \cos^2 \theta - b \cos \theta$$

или

$$l = a_0 - c \cos^2 \theta - b \cos \theta, \quad (136)$$

где

$$a_0 = a + 1 + b_1, \quad c = \frac{z}{2} - b_1,$$

при этом  $a$  по-прежнему имеет смысл нуль-пункта шкалы блеска. Решая уравнения (136) по методу наименьших квадратов, можно получить  $a_0$ ,  $c$  и  $b$ . Максимум блеска согласно Ресселу выбирается так, чтобы единицей интенсивности по-прежнему была сумма  $L_1 + L_2$ , но в  $L_1$  входит также  $2b$ . Исключение эффекта фазы производится не путем вычитания этого эффекта из кривой блеска, а путем прибавления к  $l$  величины

$$\frac{1}{2}[L_{r,1}(\pi) + L_{r,2}(0)] + b \cos \theta.$$

Вычитание явилось бы более естественной операцией, и поднятие нуль-пункта с последующим прибавлением данного двучлена означает уменьшение контраста между главным минимумом и  $l$  с  $\theta = \pi$ , что произойдет и при операции вычитания. Таким образом, в данном случае обе операции эквивалентны.

Не зная  $L_{r,2}(0)$ , мы можем пренебречь этой величиной, и тогда  $l$ , исправленные за эффект фазы ( $l_1$ ), представятся формулой

$$l_1 = \frac{l + b(1 + \cos \theta) - b_1 \cos^2 \theta}{a_0 + b}. \quad (137)$$

Полученные значения  $l_1$  для ректификации за эффект эллипсоидальности (подобные эллипсоиды) следует разделить на  $f$ , тогда получатся окончательные ректифицированные значения

$$l_{\text{rect}} = \frac{l_1}{f}. \quad (138)$$

Для модели «шар — эллипсоид» с точностью до вторых степеней  $z$  согласно (121)

$$l = 1 - \frac{z_1}{2} L_1 \cos^2 \theta,$$

в соответствии с чем поправка за эллипсоидальность должна просто прибавляться к  $l_1$ :

$$l_{\text{rect}} = l_1 + \frac{z_1}{2} L_1 \cos^2 \theta,$$

$$l_{\text{rect}} = l_1 + (c + b_1) \cos^2 \theta. \quad (139)$$

Реэмиттирующий свет на облучаемой звезде удовлетворяет закону полного потемнения к краю, не совпадающему с законом полного потемнения для гипотезы D. Здесь яркость диска спутника в реэмиттирующем свете при  $\theta = \pi$  падает практически до нуля на расстоянии от центра, равном 0,9 радиуса диска. Поэтому при частном затмении в главном минимуме освещенная главной звездой часть диска спутника может быть полностью закрыта. Это обычно имеет место при  $\alpha_0 > 0,7$ . В этом случае, поскольку в главном минимуме затмевается большая звезда, для гипотезы U должно быть

$$1 - \lambda_1 = \alpha_0 L_2,$$

$$1 - \lambda_2 = \alpha_0 k^2 [L_1 - L_{r,1}(\pi)] + L_{r,1}(\pi).$$

Уравнение (5) примет вид

$$\frac{1}{1 - L_{r,1}(\pi)} \left[ 1 - \lambda_1 + \frac{1 - \lambda_2}{k^2} \right] = \alpha_0. \quad (140)$$

Аналогичное уравнение мы будем иметь при гипотезе D.  $L_{r,1}(\pi)$  можно для таких систем с достаточной степенью точности принять равным  $2b$ . Использование теоретических соотношений (128) для вычисления  $L_{r,1}(\pi)$  и  $L_{r,2}(0)$  себя не оправдывает, так как наблюдаемые значения разности этих величин обычно довольно сильно уклоняются от теоретических. Причиной этого, по-видимому, являются особенности строения звездных атмосфер. В настоящее время представляется почти невозможным определение  $L_{r,2}(0)$  по разности  $L_{r,1}(\pi) - L_{r,2}(0)$  с помощью (128). Уверенный учет эффекта фазы возможен только тогда, когда  $L_{r,2}(0)$  заведомо является пренебрежимо малой величиной.

**§ 36. Нестабильные звезды.** Еще первые исследователи  $\beta$  Луг отмечали неправильности в ее кривой блеска и изменения, которые происходят в ее спектре (Блэгг, Мори и др.). Позднее, когда точность фотометрических исследований повысилась (фотоэлектрические наблюдения Стеббинса, Хаффера и др.), стало ясно, что кривая блеска этой переменной резко асимметрична в главном минимуме. Вслед за тем было открыто много и других звезд с аналогичными особенностями (U Ser, RV Oph, RS CVn, AO Cas и др.). Позднее О. Струве была выяснена основная причина асимметрии кривых блеска большинства затменных переменных этого типа. Оказалось, что из атмосфер одной или обеих звезд-компонентов вытекают газовые потоки, образующие вокруг тесной пары газовую туманность, как правило, расширяющуюся и рассеивающуюся в пространстве ( $\beta$  Луг). Чтобы лучше понять сущность происходящего явления, представим себе семейство эквипотенциальных поверхностей, окружающих звезды. Эти внешние по отношению к звездам эквипотенциальные поверхности в очень малой степени зависят от распределения плотности внутри звезд. Их форма может быть с высокой степенью приближения описана в рамках модели Роша. Форма сечения этих поверхностей плоскостью орбиты для модели, в которой соотношение масс компонентов составляет 2 : 3, дана на рис. 37 по данным О. Струве и Хуана Шоу-шу [18]. Точки  $L_1$ ,  $L_2$  и  $L_3$  называются критическими точками модели Роша (или точками Лагранжа).

Аналогичную картину мы получим при пересечении эквипотенциальных поверхностей любой плоскостью, проходящей через линию центров  $O_1 O_2$ .

Газ может свободно двигаться вдоль эквипотенциальной поверхности, не совершая работы против силы тяжести. Если по какой-либо причине звезды расширились и достигли внутренних критических поверхностей Роша, соединяющихся точкой  $L_1$ , то дальнейшее расширение приведет к образованию их некоторой общей атмосферы, ограниченной эквипотенциальной поверхностью, на которой лежит точка  $L_2$ . Если расширяется только одна из звезд, то может начаться по направлениям вектора силы тяжести перетекание газа из ее атмосферы в атмосферу спокойного компонента. Правда, такой компонент недолго оставался бы спокойным [19], так как увеличение его массы привело бы к росту давления и температуры в его центре, резко усилило бы ход термоядерных реакций, увеличило бы поток энергии, излучаемый звездой (светимость), и привело бы к ее расширению. Но это уже другой вопрос. Расширение звезды является ускоренным во времени процессом. С течением времени скорость его увеличивается. Как только скорость истечения превысит критическую (параболическую) скорость на поверхности звезды, вытекающий газовый поток будет двигаться, пересекая эквипотенциальные поверхности и удаляясь от обеих звезд. В этом случае уже не сможет больше образоваться общая атмосфера у звезд-компонентов. Тем не менее, поскольку мы имеем дело не с отдельными частицами, а с газом, поток будет всегда расширяться (растекаться) по эквипотенциальным поверхностям и тем самым отклоняться в сторону второго, спокойного компонента. Так как поток начнет беспрепятственно

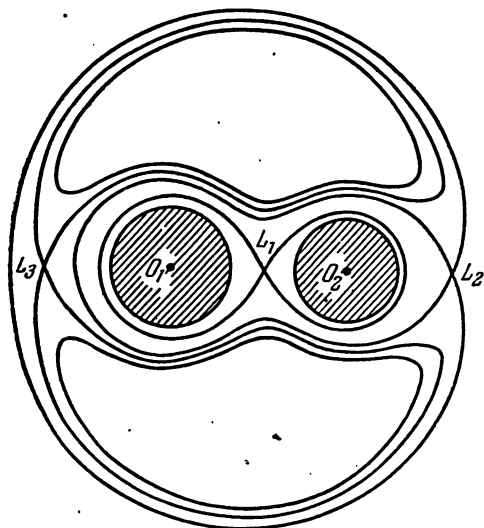


Рис. 37.

течь в сторону спокойного компонента только после достижения расширяющимся газом точки  $L_1$ , в районе которой (она очень близка к центру инерции системы) удельный момент количества движения (момент вращения, рассчитанный на единицу массы) мал, то после прохождения этого района, в силу сохранения момента, поток будет отклоняться от линии центров в сторону, противоположную направлению вращения. Затем расширение примет по отношению к центру инерции системы почти радиальный характер. На некотором удалении от линии центров потенциал будет иметь второй максимум (первые на фигурах звезд) на поверхности, проходящей через  $L_2$ . Поэтому газовые сгустки, скорость которых не достигает параболической, смогут задерживаться и накапливаться на этой поверхности, образуя своеобразную почти сферическую оболочку.

В случае  $\beta$  Луг мы встречаемся с расширением большего по массе компонента. В других системах, как, например, U Сер и U Sge, дело обстоит наоборот, но при этом меньшая по массе звезда имеет большие размеры, что, впрочем, совершенно естественно, так как расширение увеличивает размеры звезды вплоть до внутренней критической поверхности Роша.

В системе  $\beta$  Луг больший компонент имеет спектральный класс  $\sigma B9$ , является белым сверхгигантом с массой  $m_1 = 63,2 \odot$ . Второй компонент по А. Н. Дадаеву [17] — звезда спектрального класса O со слабыми линиями (линии могут быть размыты рассеянием света на электронах разреженной оболочки звезды) и имеет массу  $m_2 = 42,1 \odot$ . Наряду с системой линий

cB9 в спектре  $\beta$  Луг присутствуют линии, которые раньше относились к некоторой звезде класса B5, а по интерпретации О. Струве оказались линиями расширяющейся газовой туманности, окружающей систему. При  $\theta = 2\pi \cdot 0^p,08$  эта туманность имеет сгущение, непрерывно пополняемое потоком газа, идущим от звезды cB9. Линии этого потока, когда он проектируется на звезду cB9 (линии-спутники), появляются при фазе  $\theta = 2\pi \cdot 0^p,008$ . Они показывают, что средняя скорость газа в потоке равна — 300 км/сек. Это значение скорости несколько превосходит параболическую скорость. Поэтому большая часть газа рассеивается и лишь часть наименее быстро движущихся струй и сгустков потока огибает спутник и со скоростью +200 км/сек возвращается к звезде cB9. Сразу перед центральным затмением при  $\theta$  от  $2\pi \cdot 0^p,925$  до  $2\pi \cdot 0^p,980$  снова появляются линии-спутники более слабые, чем при фазе  $2\pi \cdot 0^p,008$  (фиолетовые спутники). Схематическая картина истечения газа представлена на рис. 38.

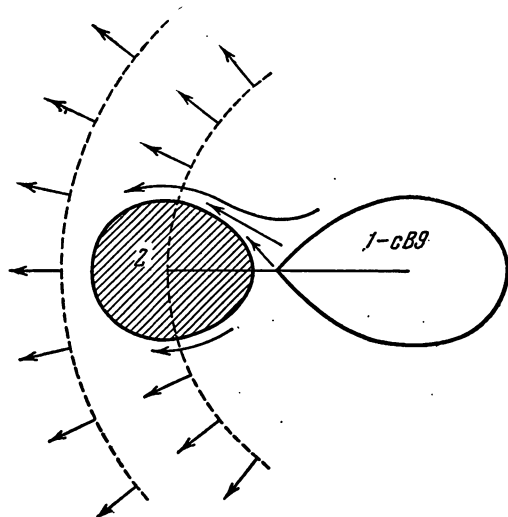


Рис. 38.

В системе U Sge истечение идет также с большой скоростью; она достигает величины 200 км/сек, что превышает критический предел (параболическую скорость).

В системе UCer скорость потока точно неизвестна, но она, по-видимому, меньше параболической. В этом случае мы, может быть, имеем дело с перетеканием газа из атмосферы звезды-субгиганта спектрального класса gG2 в атмосферу главной звезды спектрального класса B8.

**§ 37. Классификация тесных пар.** Долгое время затменные переменные делили на 3 класса: 1) звезды типа Алголя, 2) звезды типа  $\beta$  Луг и 3) звезды типа W UMa. Такая классификация основана только на одном феноменологическом признаке — форме кривой блеска. Звезды типа  $\beta$  Луг и звезды типа W UMa не имеют, вследствие резко выраженного эффекта эллипсоидальности, постоянной фазы в максимуме (в отличие от звезд типа Алголя); они разнятся друг от друга только тем, что звезды типа  $\beta$  Луг имеют разные по глубине минимумы, а звезды типа W UMa имеют практически одинаковые минимумы. Очевидно, что при таком подходе к классификации тесных пар в один класс объединялись звезды с самыми различными характеристиками. Кроме того, спектрально-двойные, которые по сути дела являются такими же тесными парами, как и затменные переменные, оставались вне всякой классификации.

Первая классификационная схема всех двойных (включая и тесные пары) была предложена в 1931 г. Пайком. После этого в 1944 г. В. А. Кратом была разработана детальная классификация тесных пар. Эта классификация основана на физических признаках. Все звезды делятся на 7 классов. Основным параметром классификации является масса звезд-компонентов системы. Приведем последовательно описание всех классов, расположив их в порядке убывающих (в среднем) масс.

а) Оба компонента — массивные звезды спектральных классов O — B9. К этому же классу относятся и системы, в которых обе звезды спектрального класса A — сверхгиганты (V 367 Cyg и др.). Средние радиусы компонентов

обычно в десятки раз больше радиуса Солнца ( $\odot$ ). Массы их по крайней мере в 4—6 раз больше массы Солнца. У наиболее массивных систем они в десятки раз превышают  $m_{\odot}$ . Средние плотности компонентов  $10^{-2}$ — $10^{-3}\rho_{\odot}$  ( $\rho_{\odot}$  — средняя плотность Солнца) и меньше.

Ввиду того что часто одна из звезд-компонентов системы оказывается нестационарной, класс «а» целесообразно разбить на два подкласса — aI и aII. К подклассу aII мы относим системы с нестационарными звездами.

Кривые блеска систем подкласса aI обычно отличаются большой правильностью. Это системы типа Алголя. Типичным представителем этого подкласса является система  $\gamma$  Cyg. Весьма похожей на  $\gamma$  Cyg системой является GL Car, у которой компоненты принадлежат к спектральным классам B3 и B4.

Кривые блеска подкласса aII всегда отличаются более или менее значительными неправильностями и часто бывают весьма асимметричны по отношению к середине главного минимума. Фигуры звезд, по крайней мере одной из них, близки к внутренней критической поверхности Роша. Так как при этом приливные деформации значительны, то кривая блеска обычно принадлежит к типу  $\beta$  Lyr. Наиболее типичной системой этого подкласса является сама  $\beta$  Lyr.

Аналогичной  $\beta$  Lyr системой является S Dor, в которой оба компонента нестационарны.

г) Системы класса g родственны системам класса «а». В g-системах одна из звезд принадлежит к числу сверхгигантов. Типичным явлением можно считать, когда одна из звезд является звездой спектрального класса В и вторая — красным или желтым сверхгигантом ( $\xi$  Aur), хотя очень часто сверхгигантами оказываются обе звезды ( $\varepsilon$  Aur, VV Ser и др.). Часть g-систем содержит в себе обыкновенные гиганты. Близость внешних оболочек сверхгигантов и гигантов в таких системах к внутренней критической поверхности Роша позволяет предположить, что эти звезды нестационарны, хотя несомненных признаков интенсивного истечения газа из них еще не обнаружено. Периоды g-систем велики — от десятков дней до десятков лет. Обычно большая по массе звезда имеет и большие размеры (сверхгигант, гигант).

б) Более яркая звезда имеет спектр в интервале от B0 до A9, в то время как менее яркая звезда (спутник) относится к звездам классов A0 — F5. Эти системы имеют всевозможные периоды, от долей дня до нескольких дней. Средние массы и радиусы компонентов в несколько раз превышают радиус и массу Солнца. Средние плотности имеют порядок десятых долей плотности Солнца. Здесь также целесообразно выделить два подкласса.

Системы подкласса bI являются стационарными. Кривая блеска принадлежит к типу Алголя. Эффект эллипсоидальности и эффект фазы едва заметны. Типичным представителем этого подкласса является AR Aur. Очень похожими на нее системами являются WW Aur и  $\beta$  Aur.

Подкласс bII содержит немногочисленные нестационарные системы класса b. Так же как и для систем aII, относительная близость компонентов приводит здесь к большому эффекту эллипсоидальности. Кривая блеска оказывается кривой типа  $\beta$  Lyr. Эффект истечения газа выражен слабо и обнаруживается лишь при самом тщательном исследовании, главным образом в неравенстве максимумов блеска (эффект «периастрия»). Наиболее типичными системами bII являются V 505 Sgr и u Her.

с) В этом классе одна, а иногда и обе звезды являются субгигантами. Период обычно больше одного дня. Массы компонентов близки к массе Солнца или в два-три раза больше ее. (Это относится почти исключительно к главной звезде.) Радиус главной звезды обычно раза в два превышает радиус Солнца, в то время как радиус спутника часто имеет порядок нескольких

радиусов Солнца. Средние плотности субгигантов имеют порядок  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>. Почти без исключения все кривые блеска принадлежат к типу Алголя, так как обычно главная звезда имеет относительно небольшие размеры и для нее эффект эллипсоидальности мал, а именно он и определяет собой форму кривой блеска вне затмений.

Внутри класса «с» также намечается деление на стационарные и нестационарные системы.

Подкласс сI немногочислен, в него входят стационарные системы, компоненты которых достаточно удалены от внутренней критической поверхности. Типичной системой этого рода является Z Her.

Подкласс сII характеризуется истечением газа из звезды-субгиганта, поверхность которой в таком случае соприкасается с критической поверхностью Роша или находится хотя и внутри нее, но достаточно близко для того, чтобы на этой поверхности оказалась хромосфера звезды. Несмотря на несомненное существование газовых потоков, они обнаруживаются спектроскопическим путем сравнительно редко, и то главным образом по различного рода аномалиям в элементах орбиты (U Ser). Лишь в некоторых системах наблюдается деформация внезатменной части кривой блеска. Асимметрия в главном минимуме наблюдается чаще (U Ser, RS CVn, RW Tau и др.).

Типичными представителями сII могут служить сам Алголь,  $\delta$  Lib, Z Dra, X Tri, RS Vul, TW Dra, RW Tau.

д) Оба компонента — звезды главной последовательности. Спектр спутника порядка F5, главная звезда может иметь спектр от A0 до F0. Периоды могут быть разнообразными. Масса спутника близка к массе Солнца. Масса главной звезды обычно превышает массу Солнца не более чем в два раза. Средние радиусы и плотности спутников, а иногда и обеих звезд почти те же, что и у Солнца. Все d-системы стационарны. Ввиду того что поверхности компонентов далеки от видимой критической поверхности Роша (их относительные размеры малы), эффект фазы и эллипсоидальности для них мал. Мы знаем немного систем класса d, но это, по-видимому, объясняется их меньшей светимостью по сравнению с системами ранее названных классов. Определение массы спутника в этом случае оказывается затруднительным, так как в спектре системы видны линии только главной звезды. Типичной d-системой является  $\alpha$  CrB.

е) Этот класс также представлен лишь немногими системами. Спектральный класс обоих компонентов, являющихся звездами главной последовательности, G — M. Период меньше одного дня. Массы компонентов близки к массе Солнца, их средние плотности обычно превышают плотность Солнца. Системы этого класса явно делятся на две группы стационарных и нестационарных пар, что дает нам основание разделить класс на два подкласса.

Подкласс eI представлен немногими стационарными системами, из которых наиболее характерной является YY Gem. Кривые блеска таких систем, ввиду малых относительных размеров звезд, принадлежат к типу Алголя.

Подкласс eII включает в себе системы, в которых хотя бы одна из звезд находится в контакте с внутренней критической поверхностью. Кривые блеска таких систем принадлежат к типу W UMa. Истечение газа выражено слабо. Однако оно все же обнаруживается на кривых блеска в виде неравенства максимумов и некоторой несимметричности ветвей минимумов. Сама W UMa является типичным представителем этого подкласса. Звезды-компоненты находятся в контакте с критической эквипотенциалью.

ф) Оба компонента в f-системах являются субкарликами. Системы класса f, по-видимому, весьма многочисленны. Период всегда меньше одного дня. Массы звезд не превышают массы Солнца и, как правило, значительно



меньше ее. Средние плотности звезд обычно в несколько раз (а иногда и больше) превышают среднюю плотность Солнца. Этот класс также делится на два подкласса.

Подкласс fI представлен всего двумя системами: UX UMa и DQ Her = Nova 1934 Her. Звезды-компоненты таких систем представляют собой физические переменные с малой амплитудой и малым периодом изменения блеска. Вместе с тем в системе DQ Her и, возможно, в системе UX UMa один или оба компонента испытывают вспышки типа новых.

К системам подкласса fII, по-видимому, принадлежит большая часть затменных типа W UMa. Типичными представителями этого подкласса являются переменные AK Her, AG Vir и RW CrB. Обычно в системах этого типа звезды-компоненты имеют сравнительно ранний спектр (A, F) и малые массы (несколько десятых массы Солнца). Если спектроскопические наблюдения отсутствуют, то иногда признаком принадлежности к fII оказываются значительные средние плотности компонентов — больше средней плотности Солнца.

В табл. 1 на стр. 133 приведены элементы систем, являющихся представителями различных классов. Период дан только до третьего знака.  $M_1$  и  $M_2$  являются болометрическими звездными величинами.  $q_1$  и  $q_2$  представляют собой средние плотности звезд-компонентов. Особенностью данной классификации является то, что она охватывает все группы звезд (кроме белых карликов) диаграммы спектр — абсолютная величина. Не существует систем, которые нельзя было бы отнести к тому или другому классу. Более того, ввиду большого сходства между собой систем одного класса в ряде случаев для теоретических и звездно-статистических исследований мы можем заменять индивидуальные характеристики различных систем характеристиками класса, заменяя, таким образом, индивидуальное типичным. Наконец, в сжатой форме классификационная схема дает полную картину распределения тесных пар по спектрам, периодам и массам.

Недостатком схемы (неизбежным для любой классификации, основанной на физических признаках) является то, что плохо изученные пары часто не поддаются классификации.

В 1955 г. Копалом была предложена новая классификационная схема. Он делит все тесные пары на три группы:

- 1) системы с разделяющимися компонентами,
- 2) системы с полуразделяющимися компонентами,
- 3) контактные системы.

К первой группе он относит все системы, компоненты которых лежат практически на главной последовательности. Первая (более тяжелая) звезда является всегда более крупной и имеет более ранний спектральный класс. Оба компонента находятся внутри первой критической поверхности Роша (определяемой точкой  $L_1$ ).

Во второй группе один из компонентов лежит над главной последовательностью. Первые компоненты (главные звезды) подчиняются всем статистическим закономерностям, которым следуют звезды главной последовательности. Вторые компоненты (спутники), по мнению Копала, имеют массы слишком малые для их светимостей. Первый (самый тяжелый) компонент обыкновенно является меньшим и имеет более ранний спектральный класс. В большинстве случаев спутники своей поверхностью касаются внутренней поверхности Роша.

Третья группа объединяет звезды типа W UMa и  $\beta$  Лут (хотя сама  $\beta$  Лут сюда не относится). Оба компонента находятся недалеко от главной последовательности. Их спектры заключены в интервале от позднего A до раннего K. Они не подчиняются закону масса — светимость. Первый (более тяжелый) компонент является большим, но обыкновенно более позднего

Таблица 1

| Звезда       | Класс | Р в днях | Спектральный класс |       | $\alpha_1$ |           | $\alpha_2$ |           | $i$ в град. | $L_1$ | $\odot=1$ |       | $Q_1$                | $Q_2$             | $M_1$ | $M_2$ | Источник                                                  |
|--------------|-------|----------|--------------------|-------|------------|-----------|------------|-----------|-------------|-------|-----------|-------|----------------------|-------------------|-------|-------|-----------------------------------------------------------|
|              |       |          | 1                  | 2     | $\odot=1$  | $\odot=1$ | $\odot=1$  | $\odot=1$ |             |       | $m_1$     | $m_2$ |                      |                   |       |       |                                                           |
| YY Cyg       | aI    | 2,996    | O9,5               | O9,5  | 0,208      | 5,9       | 0,202      | 5,9       | 88          | 0,59  | 17,4      | 17,2  | 0,085                | 0,084             | -6,0  | -6,0  | Dugan, Princ. Contr. 12, 1931                             |
| $\beta$ Lyr  | aII   | 12,908   | cB9                | [O]   | 0,516      | 60,5      | 0,386      | 45,3      | 90,0        | 84    | 63,2      | 42,1  | $4 \cdot 10^{-4}$    | $5 \cdot 10^{-4}$ | —     | —     | А. Н. Дадаев, Изв. ГАО, № 152, 1954.                      |
| $\zeta$ Aur  | g     | 972,45   | K4                 | B8    | 0,169      | 201       | 0,0057     | 6,8       | 83,3        | 0,535 | 15,6      | 18,5  | $1,93 \cdot 10^{-6}$ | 0,027             | -4,6  | -3,2  | В. А. Крат, Изв. Энгл. обс., № 19 1937                    |
| AR Aur       | bI    | 4,435    | B9                 | [A0]  | 0,0983     | 1,82      | 0,0983     | 1,82      | 88,5        | 0,537 | 2,55      | 2,30  | 0,43                 | 0,38              | 0,3   | 0,6   | Huffer, Eggen, ApJ 106, 106, 1947                         |
| u Her        | bII   | 2,051    | B3                 | [B9]  | 0,287      | 4,28      | 0,276      | 4,11      | 77,3        | 0,782 | 7,79      | 2,76  | 0,114                | 0,029             | -4,0  | -2,6  | Н. М. Гольдберг-Розинская, Изв. ГАО, № 147, 1951          |
| Z Her        | cI    | 3,993    | F2                 | [gG4] | 0,12       | 1,8       | 0,185      | 2,8       | 83,5        | 0,41  | 1,5       | 1,3   | 0,26                 | 0,059             | 2,4   | 2,7   | Baglow, Popper, ApJ 106, 431, 1947                        |
| TW Dra       | cII   | 2,807    | A6                 | [gG5] | 0,21       | 2,5       | 0,34       | 4,1       | 83,8        | 0,22  | 2,1       | 0,84  | 0,13                 | 0,043             | 1,0   | 2,5   | Р. Д. Болокадзе, Перем. звезды, т. 11, № 5, 375, 1958     |
| $\alpha$ CrB | d     | 17,360   | A0                 | [G6]  | 0,069      | 2,9       | 0,021      | 0,87      | 88,3        | 0,989 | 2,5       | 0,89  | 0,10                 | 1,31              | -0,1  | 5,4   | Kron, ApJ 118, 55, 1953                                   |
| YY Gem       | eI    | 0,814    | M1                 | M1    | 0,456      | 0,62      | 0,456      | 0,62      | 86,3        | 0,50  | 0,64      | 0,64  | 2,7                  | 2,7               | 7,6   | 7,6   | Kron, ApJ 115, 301, 1952                                  |
| W UMa        | eII   | 0,334    | F8                 | F7    | 0,441      | 1,11      | 0,312      | 0,79      | 78          | 0,63  | 1,30      | 0,65  | 0,94                 | 1,24              | 4,1   | 4,7   | Z. Kopal, M. Shapley, Jodrell Bank Ann., v. 1, f. 4, 1956 |
| UX UMa       | fI    | 0,197    | B3                 | A     | 0,23       | 0,50      | 0,17       | 0,37      | 85,2        | 0,96  | 1,20      | 1,20  | 9,0                  | 24,0              | —     | —     | К. Калчаев, Изв. ГАО, № 155, 1956                         |
| AK Her       | fII   | 0,422    | F9                 | G2    | 0,53       | 0,63      | 0,48       | 0,53      | 64,9        | 0,70  | 0,46      | 0,23  | 20                   | 1,5               | —     | —     | там же                                                    |

спектрального класса, чем его спутник, и довольно часто обладает меньшей светимостью. Компоненты приблизительно заполняют внутреннюю поверхность Роша. По мнению Копала, оба компонента, вероятно, соприкасаются в точке  $L_1$  и обмениваются материей.

Классификация Копала такова, что многие пары мы не сможем отнести ни к одной из упомянутых групп. Такими заведомо будут звезды aII, g, eII и fI (классификация В. А. Крата). Кроме того, вопрос о соприкосновении атмосферы звезды с внутренней поверхностью Роша может быть решен лишь для сравнительно немногих пар, где мы или наблюдаем процесс истечения газа, или же точность относительных элементов оказывается столь высокой, что этот вывод может быть сделан и на основании геометрических соображений. Следует отметить также, что многие пары должны быть отнесены сразу к двум группам Копала. Таковы затменные переменные V Pup (группы 1 и 3), AO Cas (группы 1 и 3), RT Lac (группы 2 и 3) и др.

§ 38. Некоторые соображения об эволюции звезд в тесных парах. Успехи эмпирико-статистических работ по звездной астрономии, выразившиеся в построении диаграммы спектр — абсолютная величина, в открытии закона масса — светимость и в открытии закона период — абсолютная величина для цефеид, побудили многих исследователей искать корреляции между различными элементами тесных двойных систем. Однако старания найти такие корреляции оказались безуспешными. В лучшем случае на материале, полученном из исследования тесных пар, удавалось уточнять и детализировать уже известные закономерности на диаграмме спектр — абсолютная величина и уточнять параметры закона масса — светимость. Никаких новых закономерностей на основании статистического изучения тесных двойных звезд установить не удалось. Зато было установлено, что существующий материал по тесным парам подвержен действию многих факторов селекции.

Вероятность открытия спектрально-двойной зависит главным образом от угла  $i$  ( $K$  пропорциональны  $\sin i$ ), от соотношения масс компонентов и от периода. Когда главная звезда по массе в несколько раз превышает спутник, линии которого не видны,  $K$  будет в несколько раз меньше, чем для систем с компонентами равной массы. При больших  $P$  расстояния между звездами обычно оказываются столь большими, что  $K$  также часто снижается до порога точности определения лучевых скоростей. Кроме того, в этом случае трудно заметить изменение  $K$  с течением времени. Поэтому при больших  $P$  (если компоненты не разделяются визуально) в качестве спектрально-двойных могут наблюдаться только системы классов  $a$  и  $g$ .

Сложнее обстоит дело с затменными переменными. Там роль угла  $i$  во много раз возрастает, так как затмение при  $i$ , существенно уклоняющемся от  $90^\circ$ , вообще не может наблюдаться или же амплитуда изменения блеска оказывается в пределах неточности наблюдений. Сильно сказываются на вероятности открытия и относительные размеры ( $r_1$ ,  $r_2$  или  $a_1$ ,  $a_2$ ) компонентов. Чем они меньше, тем меньше и вероятность затмения. Большие  $P$  также резко снижают вероятность открытия, так как если минимумы наблюдаются редко, то и заметить их бывает трудно.

Наконец, на наблюдаемую численность тесных пар различных классов влияет и такой трудноучитываемый фактор, как неравномерное исследование различных площадок неба точными фотометрическими способами. Ряд областей неба (особенно южных) до сих пор плохо изучен.

Некоторые статистические исследования предпринимались с целью поисков связи между периодом и спектром тесных пар, так как аналогичные зависимости существуют среди физических переменных звезд. Одно из наиболее обстоятельных исследований этого рода было выполнено Д. Я. Мартыновым [21]. На построенной им диаграмме период — спектральный класс

отсутствует какая-либо определенная зависимость между этими величинами. Однако оказывается, что для звезд разных спектральных классов существуют некоторые предельно малые значения периодов. Это обстоятельство является следствием того, что расстояние между звездами-компонентами в паре не может быть сколь угодно малым (оно не может быть меньше суммы радиусов звезд).

Тем не менее из сказанного выше не следует, что из имеющегося материала по тесным парам нельзя сделать никаких, хотя бы и чисто качественных, выводов о развитии звезд. Однако для этой цели наибольшую ценность представляют не малоточные массовые работы, а обстоятельные исследования отдельных систем, в особенности нестационарных систем, таких, как  $\beta$  Луг, U Сер и др.

Прежде всего рассмотрим вопрос об эволюционных изменениях орбит тесных двойных звезд. Особенно важным для проблемы развития звезд является изменение периода тесной пары. Это важно не только потому, что изменения периода весьма точно могут быть получены из наблюдений эпох минимумов блеска: не установив, может ли в ходе развития двойная звезда с большим  $P$  превратиться в двойную звезду с малым  $P$  или наоборот, мы не можем установить генетической связи между тесными парами, состоящими из звезд различных классов диаграммы спектр — абсолютная величина.

Причинами изменения периода тесной пары могут быть:

- 1) приливное и радиальное трение и
- 2) убыль масс звезд-компонентов.

Эффект трения приливов, возникающий при неравенстве периода осевого вращения и орбитального периода звезды, как показал еще Джинс, ни при каких условиях не может существенно изменить период тесной пары, так как моменты осевого вращения звезд-компонентов всегда должны составлять лишь небольшую долю (не более нескольких процентов) от общего момента количества движения системы. Поэтому перераспределение вращательных моментов в системе из-за трения не может привести к заметному увеличению орбитального момента (а следовательно, и  $P$ ). Что касается радиального трения — явления, теоретически предсказанного В. А. Кратом в 1937 г., — то оно не может увеличить период. Радиальное трение возникает при переменной деформации фигур компонентов, если движение происходит по эллиптической орбите [12]. Оно медленно увеличивает малую полуось орбиты и уменьшает эксцентриситет. Поэтому следует с большой осторожностью относиться ко всяким выводам об изменении эксцентриситетов орбит тесных пар. Приливное трение увеличивает эксцентриситет, но растущее при этом радиальное трение стремится свести его к нулю.

Единственной причиной изменения  $P$ , имеющей космогоническое значение, может считаться убывание масс звезд-компонентов.

Рассмотрим проблему связи изменения  $P$  с изменением массы одной из звезд-компонентов в двух аспектах: 1) имеет место перетекание газа из атмосферы одного компонента в атмосферу другого, при этом полный момент вращения ( $\mu$ ) не меняется, 2) происходит выброс газового потока из атмосферы одной из звезд со скоростью, большей параболической скорости.

Если пренебречь моментами относительных осевых вращений звезд-компонентов (по отношению к линии центров), то  $\mu$  может быть представлено формулой

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} A v, \quad (141)$$

где  $A$  — средний радиус относительной орбиты и  $v$  — средняя скорость (орбита считается близкой к кругу). Так как

$$v = \frac{2\pi A}{P}$$

и

$$\frac{A^3}{P^2} \sim m_1 + m_2, \quad (142)$$

то

$$\mu \sim 2\pi a (1 - \alpha) (m_1 + m_2)^{\frac{5}{3}} P^{\frac{1}{3}}, \quad (143)$$

где

$$\alpha = \frac{m_2}{m_1 + m_2}.$$

Логарифмически дифференцируя (143), имеем:

$$\frac{d\mu}{\mu} = \frac{5}{3} \frac{d(m_1 + m_2)}{m_1 + m_2} + \frac{1}{3} \frac{dP}{P} + \frac{1 - 2\alpha}{\alpha(1 - \alpha)} d\alpha. \quad (144)$$

В первом из рассматриваемых случаев  $\frac{d\mu}{\mu} = 0$  и  $\frac{d(m_1 + m_2)}{m_1 + m_2} = 0$ . Тогда

$$\frac{dP}{P} = -3 \frac{1 - 2\alpha}{\alpha(1 - \alpha)} d\alpha. \quad (145)$$

При  $\alpha > 0,5$   $dP$  имеет знак  $d\alpha$ , а при  $\alpha < 0,5$  — противоположный знак. Поэтому при перетекании массы от  $m_1$  к  $m_2$   $P$  будет расти, если  $\alpha > 0,5$ , и убывать, если  $\alpha < 0,5$ . В системе  $\beta$  Lyr  $\alpha = 0,4$  и  $P$  должен было бы убывать. Наблюдения же говорят о другом.  $P$  этой системы увеличивается на  $0^d,3839 \cdot 10^{-5}$  за один период.  $\frac{\Delta P}{P}$  за год составит  $0,853 \cdot 10^{-5}$ . Это явление может быть правильно понято, только если учесть, что истечение происходит с параболической скоростью. В предельном случае такое истечение идет из тела с массой  $m_1$  как из тяжелой точки. Тогда для изменения размеров орбиты мы имеем:

$$\frac{d \ln A}{dt} = - \frac{d \ln (m_1 + m_2)}{dt}, \quad (146)$$

а для периода

$$\frac{d \ln P}{dt} = -2 \frac{d \ln (m_1 + m_2)}{dt}. \quad (147)$$

Пользуясь формулой (147), мы получим для убыли массы  $\Delta m$  за 1 год

$$\frac{\Delta m}{m_1 + m_2} = -0,427 \cdot 10^{-5}.$$

Отсюда следует, что процесс истечения происходит не более  $10^5$  лет, так как еще и в настоящее время масса звезды  $\epsilon$ В9 является практически наибольшей для звезд. Если стадии расширения звезды  $\epsilon$ В9 и предшествовала стадия равновесия, то эта стадия должна была быть кратковременной, потому что мы не знаем равновесных звезд со столь большой массой. Поэтому у нас есть основания считать срок  $10^5$  лет верхним пределом возраста системы  $\beta$  Lyr. Этот же вывод может быть сделан в отношении аналогичной системы S Dor. Что касается других тесных пар, то для них наличие истечения газа из одного компонента не дает возможности сделать вывод об их возрасте. Все, что возможно в этих случаях, это оценить длительность стадии расширения звезды, приводящей к истечению газовых потоков.

Так как перетекание газа от одной звезды к другой вызовет расширение последней [15], то на практике единственным возможным случаем изменения массы является второй, описываемый формулой (147). В тесных парах период в течение космогонических интервалов времени может только расти. Поэтому

система с большим периодом никогда не сможет превратиться в систему с малым периодом.

Если явление истечения газа не наблюдается, то размер звезды постоянен. Более того, можно утверждать, что ранее эти звезды не претерпевали существенного сжатия, так как обычно фигуры звезд в тесных парах ненамного меньше внутренней критической поверхности Роша, а формирование двойной звезды из любой диффузной среды ограничено пределом Роша. Это обстоятельство является одним из аргументов в пользу совместного одновременного происхождения компонентов тесных пар из диффузной среды.

Если бы по мере развития тесной пары уменьшалась масса звезд-компонентов, а при уменьшении массы сами звезды оставались звездами главной последовательности (перемещались по диаграмме спектр — абсолютная величина вдоль главной последовательности в сторону растущих звездных величин), то следовало бы ожидать, что звезды с малой массой не будут образовывать пар с близкими друг к другу компонентами. Нельзя доказать, что с течением времени звезды в системе  $\beta$  Лут не станут звездами типа Солнца и при этом не увеличится во много раз орбитальный период (такие системы стали бы труднонаблюдаемыми из-за резкого сокращения относительных размеров звезд), но можно утверждать, что звезды в системах подклассов  $bII$ ,  $cII$ ,  $eII$  и  $fII$  никогда не имели масс больших, чем в настоящее время, так как их фигуры и сейчас близки к внутренней поверхности Роша. Раньше звезды могли иметь только меньшие размеры. Кроме того, если бы развитие звезд на всех стадиях шло с монотонной потерей массы, более быстрой для более массивных звезд, то с течением времени в тесных парах намечалась бы нивелировка масс компонентов. Эта нивелировка была бы наиболее отчетливо замечена в системах классов  $c$ ,  $d$ ,  $e$  и  $f$ . Однако на самом деле соотношение масс звезд-компонентов в этих системах в общем такое же, как и в системах классов  $a$ ,  $g$  и  $h$ .

Эти данные говорят против представления об эволюции звезд вдоль пояса главной последовательности. Несмотря на скудность материала, мы можем сделать и один общий вывод в отношении происхождения звезд. Звезды главной последовательности могут в зависимости от своей первоначальной массы сразу после формирования появляться в разных частях этой последовательности. Главная последовательность не является эволюционной последовательностью, ее звезды могут быть звездами одного возраста.

То, что в системах классов  $a$  и  $g$  нестационарной звездой или сверхгигантом (расширившаяся звезда) почти всегда оказывается более массивный компонент, представляется неслучайным. Действительно, если учесть, что развитие звезд с меньшей массой должно идти в более медленном темпе, чем развитие более массивных звезд (медленнее расходуется энергия и меняется химический состав), то стадия расширения ранее стационарной звезды (хотя бы из-за ее постепенного разогревания при превращении гелия в водород и увеличения содержания гелия) должна наступить тем позднее, чем меньше масса звезды. Масса звезды как бы определяет темп звездной эволюции. Существование вполне стационарных  $a$ - и  $b$ -систем доказывает, что первоначально сформировавшиеся звезды даже весьма большой массы ( $\gamma$  Суг и др.) находятся в стационарном состоянии. Очевидно, что нестационарные звезды Ве, Вольфа — Райе, красные сверхгиганты и, вероятно, часть гигантов представляют собой вторую стадию развития массивных  $O$ - и  $B$ -звезд, так как возраст стационарной и нестационарной звезды (или сверхгиганта) в системе одинаков и их различие обусловлено лишь разницей масс. В системах, где массы звезд-компонентов одинаковы, обе звезды являются или стационарными ( $\gamma$  Суг), или нестационарными ( $S$  Дор).

Большая продолжительность стадии стационарности для звезд с меньшей массой (системы  $b$  и  $c$ ), по-видимому, обуславливает собой значительную

населенность звездами спектральных классов А и позднего В на диаграмме спектр — абсолютная величина. Переход в фазу гигантов здесь уже не так очевиден, как для массивных звезд, хотя звезды-гиганты, как правило, сочетаются в парах именно с В- и А-звездами (TV Cas, SX Cas, U CrB, RV Tel и др.). Еще чаще второй и обычно нестационарной звездой оказывается субгигант (U Ser, U Sge и др.). Так как субгиганты по массе не превосходят Солнце, то в этом случае мы становимся перед фактом нестационарности звезд малой массы. Вероятно, неустойчивость может возникать и на ранней стадии развития таких звезд, так как по возрасту главная звезда в системе cII является сравнительно молодой звездой (по данным звездной кинематики и динамики В- и А-звезды в среднем моложе звезд главной последовательности более поздних спектральных классов).

Существование тесных пар, в которых обе звезды принадлежат к главной последовательности (класс d), но имеют более поздний спектр, чем главные звезды в системах cI и cII, может быть объяснено предположением, что обе звезды в этих системах, оставаясь стационарными в течение длительного времени, сохраняют свои первоначальные массы и светимости.

Особого внимания заслуживают звезды класса f. Ни в одной паре этого класса вместе с субкарликами мы не замечаем звезд главной последовательности. Субкарлики сочетаются только с субкарликами. Это может служить аргументом или в пользу отсутствия генетической связи субкарликов со звездами других типов, или же значительно большего возраста субкарликов по сравнению с другими звездами. В таком случае мы системы класса f могли бы считать «старыми» системами. Интересно, что почти во всех системах класса f наблюдается истечение газов, которое указывает на тенденцию к расширению атмосфер субкарликов. Теоретически это представляется вполне возможным, если считать, что в субкарликах содержание водородного ядерного «горючего» уже незначительно. При переходе остатков водорода в гелий растет непрозрачность газа, увеличиваются температура и давление в центре звезды, звезда в целом расширяется.

Этими выводами, основанными непосредственно на фактическом материале, мы вынуждены ограничиться в настоящее время.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ V

1. Зверев М. С., Кукаркин Б. В., Мартынов Д. Я., Паренего П. П., Флоря Н. Ф. и Цесевич В. П., сб. «Переменные звезды», т. III, Гостехиздат, 1947.
2. Russell H. N., ApJ 35, 340, 1912; 36, 54, 1912; 36, 133, 1912.
3. Крат В. А., Астрон. журн. 11, 407, 1934; 12, 21, 1935; 13, 521, 1936.
4. Семенова Н. Н., Изв. ГАО, № 159, 1958.
5. Merrill J. E., Contr. Princ. Univ. Obs., № 23, 1950.
6. Sitterly B. W., Contr. Princ. Univ. Obs. 11, 1930.
7. Merrill J. E., Contr. Princ. Univ. Obs., № 24, 1953.
8. Крат В., Циркуляр Пулковск. обсерв., № 32, 1941.
9. Крат В. и Петров С., Изв. ГАО, № 140, 1947.
10. Fetlaar J., Rech. Astr. Obs. Utrecht IX, p. 1, 1923.
11. Piotrovski S. L., ApJ 108, 36, 1948.
12. Kopal Z., ApJ 108, 46, 1948.
13. Wyse A. B., Lick. Obs. Bull., № 496, 1939.
14. Крат В. А., Астрон. журн. 21, 154, 1944; Переменные звезды 6, 160, 1947.
15. Крат В. А., Фигуры равновесия небесных тел, Гостехиздат, 1950.
16. Крат В. А., Циркуляр Пулковск. обсерв., № 29, 1940.
17. Дадаев А. Н., Изв. ГАО, № 147, 1951.
18. Struve O., Su-Shu-Huang, Occ. Notes of the R. A. S. 3, № 19, 1957.
19. Крат В. А., Изв. ГАО, № 163, 1959.
20. Дадаев А. Н., Изв. ГАО, № 152, 1954.
21. Мартынов Д. Я., сб. «Переменные звезды», т. II, Гостехиздат, 1939.

# ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

## ПЕРЕМЕННЫЕ И НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

---

### ГЛАВА VI

#### ВВЕДЕНИЕ

Звезды, у которых наблюдаются изменения блеска, называются физическими переменными звездами, если эти изменения вызываются процессами, происходящими в самой звезде, и оптическими переменными в том случае, когда блеск звезды меняется вследствие внешних по отношению к ней причин, например, при периодических затмениях другой звездой. Оптические переменные звезды были рассмотрены в гл. V. В этой главе рассматриваются только физические переменные звезды, в дальнейшем именуемые просто переменными звездами.

Первой звездой, у которой была обнаружена переменность блеска (не считая некоторых новых звезд, замеченных еще в древности), явилась  $\alpha$  Кита ( $\alpha$  Cet), названная поэтому удивительной (Mira).<sup>1</sup> За время, протекшее от момента открытия переменности  $\alpha$  Cet (1596 г.) до издания Пиготтом первого каталога переменных звезд (1796 г.), переменность блеска была установлена всего у 12 звезд. С середины XIX в. благодаря улучшению методики наблюдений (Аргеландер) и особенно применению фотографических методов (Э. Пиккеринг) изучение переменных звезд приняло более массовый и систематический характер. К началу текущего столетия уже было известно около тысячи переменных звезд. В связи с дальнейшим совершенствованием способов наблюдений количество обнаруженных переменных звезд быстро возрастало. К 1959 г. насчитывалось около 25 000 переменных звезд.

С конца XIX в. интенсивно изучались и спектры переменных звезд. В 1894 г. А. А. Белопольский обнаружил переменность лучевых скоростей звезд  $\delta$  Цефея ( $\delta$  Cep) и  $\eta$  Орла ( $\eta$  Aql), открыв тем самым новые пути для выяснения природы переменных звезд. Применение фотоэлектрических методов дало возможность фиксировать быстрые и небольшие колебания блеска, что значительно расширило сведения о типах и характере звездной переменности. За последние десятилетия многое сделано в изучении движений различных типов переменных звезд и их распределения в пространстве в связи с особенностями того или иного типа.

В результате обобщения наблюдений установлен ряд закономерностей, охватывающих различные типы переменных звезд. Эти закономерности играют важную роль в изучении строения и развития звездных систем. В то же время природа отдельных типов переменных звезд выяснена совершенно недостаточно и огромное количество фактов нуждается в теоретическом истолковании. Необходимость развития теории переменных звезд стала особенно ясной после того, как простое сопоставление наблюдательных данных о некоторых типах переменных звезд дало возможность совершенно по-новому поставить вопрос об источниках звездной энергии<sup>1</sup> [1].

§ 39. Способы изучения переменных звезд.<sup>1</sup> Открытие переменных звезд в настоящее время производится преимущественно путем фотографирования определенной части неба в различные моменты времени и сравнения снимков



между собой. Существует несколько методов сравнения снимков, из которых наиболее употребительны следующие:

1. Сравнение на блинк-микроскопе. Так как этот прибор позволяет видеть попеременно обе пластинки, то изображение переменной звезды вследствие разницы в размерах изображения на обоих снимках кажется пульсирующим и тем самым отличается от изображений звезд фона.

2. Накладывание негатива на позитив другого снимка; при этом переменные звезды оказываются окруженными светлым или темным ободком.

3. Сравнение снимков на стереокомпараторе.

В некоторых случаях переменность звезды можно заподозрить по виду ее спектра. Таким путем было открыто несколько новых звезд и звезд с большим периодом изменения блеска, которые обладают характерными спектрами.

Подробное описание способов открытия переменных звезд содержится в специальной монографии, посвященной методам изучения переменных звезд [2].

Одной из важнейших характеристик всякой переменной звезды является кривая блеска, дающая зависимость звездной величины от времени. Оценки блеска, необходимые для построения кривой, получаются путем сравнения блеска исследуемой звезды с известными значениями блеска звезд сравнения.

Как известно, определения блеска звезд могут производиться различными способами, а именно:

- а) путем глазомерных оценок блеска,
- б) посредством визуально-фотометрических оценок блеска,
- в) путем фотометрии фотографических снимков звезд,
- г) при помощи электрофотометра.

Описание каждого из этих методов содержится в т. I настоящего курса, а об особенностях применения их к изучению переменных звезд рассказано в упомянутой монографии [2]. Здесь мы только укажем, что хотя основным методом в настоящее время является фотографический, но все большее значение приобретают фотоэлектрические наблюдения. Визуально-фотометрические наблюдения вследствие большей трудоемкости по сравнению с фотографическими наблюдениями (при той же точности) сейчас имеют малое распространение. Методы глазомерной оценки блеска переменных звезд, несмотря на их невысокую точность, до сих пор играют роль благодаря своей простоте и возможности массового применения любителями астрономии.

Блеск переменных звезд меняется не монотонно, а испытывает колебания. Разность между максимальным и минимальным блеском звезды называется амплитудой изменения блеска, а промежуток времени от одного момента максимального (или минимального) блеска до следующего называется циклом изменений. В тех случаях, когда переменность блеска звезды имеет достаточно регулярный характер, цикл называется периодом колебаний блеска.

Если  $T_0$  — момент какого-либо максимума блеска и  $P$  — длина периода, то момент любого из максимумов  $T$  определяется по формуле

$$T = T_0 + PE,$$

где  $E$  — число периодов за время  $T - T_0$ . Величина  $T_0$  называется начальной эпохой, а  $T_0$  и  $P$  вместе — линейными элементами переменной звезды.

Для построения предварительной кривой блеска на график наносятся все имеющиеся данные о величине блеска. (Моменты наблюдения, так же как  $T$  и  $T_0$ , обычно выражаются в юлианских днях (J.D., Ю.Д.).)

По нанесенным точкам (или по нормальным местам для групп точек) проводится плавная кривая. В тех случаях, когда блеск звезды меняется

достаточно быстро, моменты наблюдения для устранения эффекта, вызванного конечной скоростью света, приводятся к центру Солнца. Полученные таким образом моменты называются гелиоцентрическими и обозначаются значком  $\odot$ . Для облегчения приведения к Солнцу составлены таблицы [3] и номограммы [4].

Если период переменной звезды является постоянным, то для нее обычно строится *средняя* кривая блеска. С этой целью все наблюдения приводятся к одному циклу. Для приведения должна быть известна фаза каждого наблюдения. Фазой наблюдения называется разность между моментом наблюдения и ближайшим предшествующим моментом, когда блеск звезды имел определенное значение (обычно за этот момент принимают момент максимума или минимума блеска). Фаза выражается, как правило, в долях периода. Близкие по фазам наблюдения объединяются в нормальные точки, по которым и проводится средняя кривая блеска.

По кривой блеска находятся приближенные значения периода и амплитуды, которые в ходе дальнейших наблюдений уточняются. Для определения их существует ряд графических и аналитических методов (см. [2]).

Периоды переменных звезд многих типов подвержены колебаниям. О характере этих колебаний иногда можно судить по так называемой «диаграмме  $O - C$ », на которой изображаются отклонения наблюдаемых моментов максимума блеска от вычисленных в зависимости от времени. В том случае, когда зависимость отклонений  $O - C$  от времени изображается кривой, можно предполагать переменность периода звезды. Если к тому же из большого числа наблюдений получается строго периодическая кривая  $O - C$  и, кроме того, эта периодичность сказывается на других характеристиках звезды, то можно считать установленной двойную периодичность изменений блеска. К настоящему времени двойная периодичность надежно установлена лишь для небольшого числа звезд, из которых почти все являются короткопериодическими цефеидами.

Чаще всего ход кривой  $O - C$  приписывается наличию так называемых «кумулятивных ошибок», т. е. накоплению случайных погрешностей, происходящих вследствие несовершенства механизма звездной переменности. Однако имеются звезды, занимающие по своим характеристикам промежуточное положение между звездами с установленной периодичностью изменений блеска и звездами, не имеющими постоянного периода. В последнем случае изменения длины цикла, безусловно, нельзя приписать влиянию кумулятивных ошибок. Поэтому имеются основания считать колебания величины периода и п е р и о д и ч е с к и х переменных звезд не случайными, а присущими самому механизму звездной переменности. По-видимому, вопрос о причинах изменений длины периода может быть окончательно решен только после того, как будет разработана правильная теория звездной переменности.

В последнее время получили распространение одновременные определения яркости переменных звезд в различных эффективных длинах волн (многоцветная фотометрия). По этим наблюдениям строятся монохроматические кривые блеска и находится изменение показателей цвета звезды со временем. Наиболее употребительной является трехцветная система  $U, B, V$  (см. гл. II). Диаграммы цвет — величина звезды широко применяются для анализа звездной переменности.

Наблюдения спектров переменных звезд по методике не отличаются от наблюдений спектров звезд с постоянным блеском; нужно лишь отметить, что необходимая для фотографирования спектра выдержка определяется в соответствии с фазой наблюдения.

§ 40. Обозначение и каталогизация переменных звезд. Каждой из вновь открытых переменных звезд дается временное обозначение, свойственное

той стране или обсерватории, где сделано открытие. Например, переменные звезды, открытые в СССР, обозначаются буквами СПЗ («советская переменная звезда») и порядковым номером звезды; открытые на обсерватории Гарвардского университета в США обозначаются буквами H.V. и порядковым номером и т. п.

После того как данная звезда окончательно признана переменной, ей присваивается постоянное обозначение.

Исторически сложилась следующая система обозначений переменных звезд: первые 9 переменных звезд, открытых в данном созвездии, обозначаются буквами латинского алфавита от R до Z с добавлением названия соответствующего созвездия; звезды, открытые позже, имеют обозначения RR, . . . , RZ, SS, . . . , SZ и т. д. до ZZ. Вследствие того что количество известных переменных звезд быстро возрастало, с 1907 г. были добавлены обозначения AA, . . . , AZ, . . . , QQ, . . . , QZ. Таким образом, можно обозначить 334 звезды в каждом созвездии. Следующие переменные звезды созвездия обозначаются просто V335, V336 и т. д. вместе с названием созвездия. Новые звезды обозначаются буквой N с указанием года вспышки и названия созвездия, а затем им присваивается обычное для переменных звезд обозначение. Если у звезды, обозначенной греческой буквой, обнаруживается переменность блеска (например, звезды  $\delta$  Сер,  $\beta$  Лyr), то ее обозначение не меняется. Границы созвездий установлены Международным астрономическим союзом (МАС).

Хотя указанная система обозначений переменных звезд и не вполне удобна, замена ее иной затруднила бы работу по исследованию звезд, так как эти обозначения используются во всей обширной литературе по переменным звездам в названиях.

В настоящее время обозначение переменных производится составителями каталогов переменных звезд. С 1946 г. общие каталоги переменных звезд составляются и издаются Академией наук СССР и Государственным астрономическим институтом им. Штернберга (ГАИШ). В 1948 г. вышел из печати первый каталог переменных звезд. С 1949 по 1955 г. издано девять дополнений к нему, а в 1958 г. вышло 2-е издание каталога, содержащее сведения о 14 708 переменных звездах (в том числе и затменно-двойных) [5].

Помимо каталогов уже обозначенных переменных звезд публикуются также каталоги звезд, заподозренных в переменности. В 1950 г. АН СССР совместно с ГАИШ издан такой каталог, включающий 8134 звезды [6].

В общем каталоге переменных звезд приводятся:

- а) координаты звезды на 1900,0 и прецессия,
- б) звездные величины в максимуме и минимуме блеска,
- в) тип переменности и спектральный класс,
- г) эпоха, период и время подъема блеска от минимума к максимуму,
- д) библиографическая ссылка.

Всю литературу по отдельным переменным звездам в каталоге указать невозможно. Поэтому издаются специальные библиографические справочники. В 1934—1936 гг. Берлинская обсерватория издала составленную Прагером библиографию за период с 1915 по 1933 г. для всех переменных звезд, открытых в созвездиях Андромеда — Змееносец (Andromeda — Ophiuchus) [7]. Закончить эту работу для звезд других созвездий в то время не удалось, и лишь в 1952 г. Шнеллер выпустил том, содержащий библиографию с 1916 по 1950 г. для переменных звезд в созвездиях Орион — Лисичка (Orion — Vulpecula). Библиография для всех переменных звезд, обозначенных между 1930 и 1938 гг., а также литература для всех звезд, не указанная ранее, вошли в IV том, вышедший в 1957 г. Для звезд, открытых до 1915 г., библиография издана в 1918—1922 гг.

Результаты изучения переменных звезд публикуются в различных астрономических изданиях. В СССР с 1928 г. выходит журнал «Переменные звезды», помещающий работы, связанные исключительно с изучением переменных звезд. В нем печатаются как теоретические исследования явления переменности звезд, так и сведения о вновь открытых переменных звездах и результаты наблюдений отдельных известных переменных звезд.

В наблюдениях блеска переменных звезд значительную роль играют любители. В ряде стран (Англия, Франция, Новая Зеландия, Япония) работа любителей отражается в специальных бюллетенях. Эти издания содержат, как правило, только результаты наблюдений блеска и эфемериды (предсказания эпох максимального блеска) переменных звезд.

§ 41. Классификация переменных звезд. Теории звездной переменности, удовлетворяющей наблюдениям, для большинства типов переменных звезд до сих пор нет. Поэтому существующие классификации переменных звезд, произведенные по тем или иным внешним признакам, неизбежно должны рассматриваться как предварительные. При классификации переменных за основу большей частью принимают характер изменения блеска в совокупности со спектральными характеристиками звезд. Иногда учитываются также кинематические особенности звезд и их распределение в пространстве.

По характеру изменений блеска переменные звезды разделяются на правильные (или регулярные), полуправильные и неправильные. В то время как правильные переменные звезды вполне могут быть классифицированы по форме кривой блеска и величине периода, классификация полуправильных переменных является менее отчетливой, а в группу неправильных переменных попадают звезды, переменность которых имеет заведомо различную природу. В связи с этим необходимо иметь еще какой-либо признак для классификации переменных звезд и в особенности неправильных переменных. В качестве такого признака можно взять светимость звезды. По своей светимости все переменные звезды разделяются на следующие две группы:

I. Звезды, обладающие большой светимостью в течение всего времени изменения блеска; они соответствуют ветви гигантов на диаграмме спектр — светимость.

II. Звезды, имеющие все время (или хотя бы в минимумах блеска) среднюю или малую светимость.

Каждая из этих групп включает звезды со сходным характером изменения блеска. У звезд, входящих во вторую группу, наблюдаются, как правило, внезапные, скачкообразные изменения блеска, тогда как у подавляющей части звезд первой группы блеск меняется без скачков, постепенно. Таким образом, классификация переменных звезд по их светимости приводит к выделению групп, объединяющих звезды с общей характеристикой переменности, и поэтому является рациональной. Подобное разделение по светимости производилось при детальной классификации переменных звезд Шнеллером [8] и принято в ряде справочников.

Приводимая здесь классификация звезд, входящих в каждую из групп, по характеру изменения их блеска и с учетом особенностей спектра звезд в основном соответствует той, которая употребляется большинством исследователей. Она не является детальной и выделяет только твердо установленные типы переменных звезд. Ниже перечисляются в порядке уменьшающейся периодичности изменения блеска типы переменных звезд, входящих в группу I, и дается краткая характеристика особенностей каждого типа.

К переменным звездам высокой светимости относятся:

1. Ц е ф е и д ы. Они выделяются среди других звезд правильностью изменений блеска. Прототипом является звезда  $\delta$  Цефея ( $\delta$  Cep), от которой

и произошло название всего типа. По величине периода цефеиды разделяются на два подтипа:

а) Короткопериодические цефеиды имеют период изменения блеска менее одного дня и принадлежат к спектральным классам А — F. Они образуют сферическую подсистему. Встречаются в большом количестве в шаровых скоплениях. Типичная звезда этого подтипа — RR Лиры (RR Lyr).

б) Долгопериодические цефеиды имеют периоды от одного до 80 дней и амплитуды изменения блеска от  $1^m$  до  $2^m$ . Спектральный класс их в максимуме блеска F2 — F4, а в минимуме — G или K, причем звезды с большим периодом имеют более поздний спектральный подкласс в минимуме блеска. Вместе с изменениями блеска периодически смещаются линии поглощения в спектрах цефеид. У долгопериодических цефеид наблюдается ярко выраженная концентрация к галактической плоскости. Одна из наиболее типичных звезд —  $\eta$  Орла.

2. Звезды типа  $\beta$  Большого Пса ( $\beta$  CMa) представляют сравнительно немногочисленную группу звезд. Характеризуются строгой периодичностью и малой амплитудой изменений блеска (менее  $0^m,25$ ). Периоды лежат в пределах от 3 до 6 часов. Лучевые скорости переменны. Спектральный класс В (класс светимости III—IV).

3. Долгопериодические переменные звезды. Изменения блеска этих звезд являются периодическими, но периоды подвержены колебаниям (доходящим до 10% среднего значения периода, а в отдельных случаях и большим). Встречаются периоды величиной от 70 до 1300 дней. Амплитуды изменений блеска обычно весьма велики (до  $7^m$ ); они не являются постоянными, так же как и форма кривой блеска, а заметно меняются от цикла к циклу. Спектры большинства звезд принадлежат к классу Me, имеются также звезды классов Se и Ce. В спектрах долгопериодических переменных в интервале около максимума блеска присутствуют яркие линии водорода, а перед минимумом блеска — яркие линии металлов. Смещения от нормального положения линий поглощения, как и ярких линий, незначительны (10—15 км/сек) и зависят от фазы. Долгопериодические переменные звезды имеют слабую концентрацию к галактической плоскости. Типичная звезда — o Ceti.

4. Звезды типа RV Тельца (RV Tau). Большую часть времени изменения блеска звезд типа RV Тельца являются периодическими с величиной периода от 30 до 150 дней. При этом минимумы блеска бывают различной глубины и обычно более глубокие (главные) минимумы чередуются с менее глубокими. Амплитуды изменения блеска этих звезд от  $0^m,8$  до  $3^m,5$ . Спектральный класс — F, G или K. У ряда звезд вблизи максимума блеска в спектре появляются яркие линии водорода, а в минимуме — полосы поглощения TiO. Некоторые из звезд типа RV Tau меняют и свой средний блеск с периодом в несколько лет.

5. Полуправильные и неправильные переменные звезды поздних спектральных классов; в их число входят:

а) «Желтые» полуправильные звезды (спектральных классов F, G и K). Кривые блеска этих звезд похожи на кривые блеска звезд типа RV Tau, но менее правильны. Одна из таких звезд — S Лисички (S Vul).

б) «Красные» полуправильные звезды (спектрального класса M) характеризуются циклическими колебаниями блеска с длиной циклов порядка ста дней и амплитудой в несколько десятых звездной величины. У одних из этих звезд средний блеск является постоянным (например, AF Cyg, RS Snc), у других медленно изменяется ( $\mu$  Ser).

в) Неправильные переменные звезды поздних спектральных классов, не показывающие никакой периодичности в изменениях блеска. Амплитуды

изменений блеска малы ( $\leq 1^m$ ). Большинство этих звезд относится к спектральному классу М, встречаются также звезды классов К, С и S. Примером таких звезд может служить U Del.

6. Звезды типа Ве. Так называются те из звезд спектрального класса В, в спектрах которых наблюдаются яркие линии водорода. Блеск этих звезд является переменным, но амплитуда колебаний блеска обычно мала ( $0^m,1-0^m,2$ ); в отдельных случаях она бывает больше и достигает  $1^m,5$  ( $\gamma$  Cas).

Для звезд типа Ве характерна переменность спектров. Поэтому они относятся к спектрально-переменным звездам.

Спектрально-переменные звезды обычно показывают небольшие колебания блеска и обнаруживаются не по изменениям яркости, а по изменениям спектра.

7. Звезды типа  $\alpha^2$  Гончих Псов ( $\alpha^2$  CVn). Звезды этой сравнительно немногочисленной группы являются другим примером спектрально-переменных звезд. Это звезды класса А, обладающие сильным магнитным полем. В их спектрах выделяются линии редкоземельных элементов, причем интенсивности линий меняются с периодами от 1 до 20 дней. Вместе с тем незначительно меняется блеск звезды (амплитуда  $< 0^m,1$ ).

Перейдем теперь к классификации переменных звезд средней и малой светимости. Среди них встречаются звезды с огромными амплитудами изменений блеска, которые указывают на катастрофический характер процессов, вызывающих переменность блеска. Поэтому рассматриваемые звезды иногда называют «катаклизматическими». К ним принадлежат:

1. Новые звезды. Так называют звезды, у которых наблюдалось быстрое (за несколько дней или недель) и кратковременное увеличение блеска в десятки тысяч раз (на  $10^m-11^m$ ), называемое «вспышкой», с последующим медленным спадом. В спектрах новых звезд, после того как они достигают максимума блеска, появляются широкие эмиссионные полосы водорода, гелия и других элементов; структура полос указывает на выбрасывание из звезды вещества с большой скоростью.

2. Сверхновые звезды. Они сходны с новыми звездами, но блеск их при вспышке возрастает больше, чем у новых (до  $20^m$ ).

3. Повторные новые звезды. Это звезды, испытывающие вспышки того же типа, что и вспышки новых звезд, но с несколько меньшей амплитудой ( $7^m-9^m$ ). Вспышки повторяются через несколько десятков или сотен лет. Одна из таких звезд — Т Северной Короны (Т CrB).

К звездам перечисленных типов примыкают звезды следующей группы:

4. Звезды типа Z Андромеды (Z And), или новоподобные. Основанием для такого названия послужили повторные вспышки, испытываемые этими звездами и сходные во многих отношениях со вспышками новых звезд. Блеск звезды во время вспышки возрастает на  $4^m-5^m$ , а его падение сопровождается затухающими колебаниями. В спектрах звезд типа Z And сочетаются особенности спектра горячей звезды, окруженной оболочкой (яркие линии водорода и гелия), и холодной звезды (полосы поглощения TiO).

К новоподобным же звездам часто причисляют следующие звезды:

5. Звезды типа U Блинецов (U Gem) и

6. Звезды типа Z Жирафа (Z Cam).

Однако изучение особенностей и кривых блеска и спектров звезд этих типов показывает, что они имеют мало сходства с новыми звездами. Звезды типа U Блинецов испытывают циклические изменения блеска. Высота максимума меняется от вспышки к вспышке, а во время длительных минимумов бывают небольшие колебания блеска. Амплитуда изменений блеска

составляет несколько величин. Спектр в промежутках между максимумами блеска характеризуется присутствием интенсивных ярких линий водорода и эмиссии в непрерывном спектре, которые по своим профилям совершенно не похожи на эмиссионные линии в спектрах новых. В максимумах блеска в спектре наблюдаются очень широкие и несмещенные линии поглощения. Звезды типа Z Cam подвержены таким же, как и звезды типа U Gem, переменам блеска, но время от времени последовательность вспышек прерывается на сравнительно продолжительный период, в течение которого звезда имеет постоянный блеск, промежуточный между максимальным и минимальным.

Кроме упомянутых звезд, в рассматриваемую группу входят:

7. Звезды типа R Северной Короны (R CrB). Значительную часть времени звезды этого типа обладают постоянным блеском; по временам происходят резкие спады блеска на несколько звездных величин; в дальнейшем блеск звезды постепенно возрастает до своего обычного значения. Распределение энергии в спектре в течение всего времени одинаково и соответствует классу G. Когда блеск звезды не меняется, спектр является абсорбционным, при падении блеска возникает ярколинейчатый спектр. Светимость звезд типа R CrB в периоды постоянного блеска велика и соответствует светимости звезд гигантов, а в минимумах блеска эти звезды являются карликами.

8. Звезды типа RW Возничего (RW Aur). Среди звезд типа RW Aur встречаются звезды всех спектральных классов от B до M включительно, но большинство из них принадлежит к классам F, G и K. Они изменяют блеск совершенно неправильным образом; иногда блеск изменяется быстро (на  $3^m$ — $4^m$  за время менее суток), в других случаях перемены происходят гораздо медленнее. Звезды типа RW Aur еще не имеют детальной классификации; однако особо выделяется подтип T Tau. Как сама звезда T Tau, так и сходные с ней звезды отличаются желтым цветом (спектральные классы G — K) и присутствием в спектре ярких линий. Они своеобразно распределяются в пространстве; все известные звезды подтипа T Tau входят в несколько тесных пространственных групп, называемых T-ассоциациями. По своей светимости звезды типа RW Aur соответствуют звездам главной последовательности, а звезды T Tau — карликам.

9. Звезды типа UV Кита (UV Cet). Эти звезды имеют очень малые светимости и принадлежат к спектральному классу dMe. В спектрах наблюдаются яркие линии водорода и ионизованного кальция. Подвержены внезапным вспышкам («flares»), при которых блеск звезды чрезвычайно быстро — за время порядка минуты — возрастает на несколько звездных величин и затем за время от нескольких минут до одного часа уменьшается до первоначального значения. При вспышке появляется непрерывный эмиссионный спектр, вуалирующий спектр поглощения.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VI

1. Амбарцумян В. А., Явление непрерывной эмиссии и источники звездной энергии, Сообщения Бюраканск. observ., вып. XIII, Ереван, 1954.
2. Зверев М. С., Кукаркин Б. В., Мартынов Д. Я., Паренаго П. П., Флоря Н. Ф., Цесевич В. П., Методы изучения переменных звезд, Гостехиздат, 1947.
3. Prager R., Tabellen der Lichtgleichung. Kl. Veröffentlichungen, Berlin — Babelsberg, № 12, 1932.
4. Зверев М. С., Труды ГАИШ, т. VII, вып. 1, 1936.
5. Кукаркин Б. В., Паренаго П. П., Ефремов Ю. И., Холопов П. Н., Общий каталог переменных звезд, изд. 2-е, Изд-во АН СССР, 1958.
6. Кукаркин Б. В., Паренаго П. П., Ефремов Ю. И., Холопов П. Н., Каталог звезд, заподозренных в переменности, Изд-во АН СССР, 1951.

7. Prager R., Geschichte und Literatur des Lichtwechsels der veränderlichen Sterne. 2. Ausgabe (I Band. Andromeda — Crux, Berlin, 1934; II Band. Cygnus — Ophiuchus, Berlin, 1936).
8. Schneller H., Geschichte und Literatur des Lichtwechsels der veränderlichen Sterne. 2. Ausgabe (III Band. Orion — Vulpeculae, Berlin, 1952; IV Band. Berlin, 1957).

#### Общие монографии

1. Кукаркин Б. В. и Паренаго П. П., Физические переменные звезды, ОНТИ, 1937.
  2. Payne-Gaposhkin C. and Gaposhkin S., Variable stars, Harv. Obs. Monographs, № 5, 1938.
  3. Campbell L., Jасchia L., The story of variable stars, Philadelphia, 1945.
  4. Воронцов-Вельяминов Б. А., Газовые туманности и новые звезды, Изд-во АН СССР, 1948.
-



## Г Л А В А VII

### ЦЕФЕИДЫ

§ 42. Долгопериодические цефеиды. Изучению этих звезд посвящены многочисленные работы. Мы будем обращаться лишь к некоторым из них. Рассмотрим характеристики долгопериодических цефеид.

1. Кривые блеска цефеид характеризуются «световыми элементами»: моментом, или эпохой, максимума  $T_0$  (начальной), периодом  $P$  и средним  $\bar{m}$  или медианным  $m_{\text{med}}$  блеском \*).

За небольшой промежуток времени изменение блеска цефеид может быть представлено линейной формулой, дающей возможность вычислить эфемериду, т. е. юлианскую дату ближайшего и последующих (или прошедших) максимумов:

$$T_{\text{max}} = T_0 + P \cdot E.$$

Здесь  $E$  — целое число периодов (число «эпох»), протекших до эпохи  $T_{\text{max}}$ . В любой другой момент наблюдения для  $T$  будем иметь:

$$T = T_0 + P \cdot E + \Phi^d,$$

---

\*) Медианный блеск  $m_{\text{med}} = m = \frac{m_1 + m_2}{2}$ , где  $m_1$  и  $m_2$  — звездные величины в миниму-

ме и максимуме блеска. Средний же блеск  $m$ , в единицах которого также могут даваться параметры кривых период — светимость и другие, представляет собой простое среднее из имеющихся оценок блеска. При этом последние считаются равномерно распределенными по всей кривой блеска. Иначе  $\bar{m}$  могут быть определены как средние величины, делящие по горизонтали всю площадь под и над кривой блеска на две равные половины. Медианный блеск  $m_{\text{med}}$  равняется среднему  $\bar{m}$  только для звезд с симметричными кривыми блеска, т. е. типов  $s$  и  $C$ , и больше среднего (т. е. соответствующая светимость меньше) для звезд с асимметричными кривыми блеска типов  $a$ ,  $A$  и  $b$ ,  $B$  (см. ниже). Для короткопериодических цефеид медианные величины практически одинаковы (с небольшой дисперсией), что очень удобно, так как при определении по ним расстояний до шаровых скоплений не надо знать периода изменения блеска. Средние же величины для тех же звезд неодинаковы при разных периодах, а увеличиваются с периодом (звезды слабеют) в силу наличия корреляции между формой кривой блеска и периодом согласно соотношению Герцшпрунга — Людендорфа. В настоящее время средние величины цефеид вычисляются не по формуле  $m = -2,5 \lg \frac{l}{l_0} + m_0$ , а по отношению  $\frac{l}{l_0}$ , где  $l$  — видимая (относительная) светимость, или интенсивность. Только последняя и характеризует истинное излучение звезды. Величины  $m_0$  и  $l_0$  связаны с принятыми шкалами. По значениям блеска строится световая кривая в единицах интенсивности  $\frac{l}{l_0} = 10^{-0,4(m-m_0)}$ ; хорошо известно, что если  $m_{\text{min}} - m_{\text{max}} > 1 - 2^m$ , то кривые блеска и интенсивностей совершенно не похожи друг на друга, что можно иллюстрировать на примере долгопериодической переменной  $\chi$  Суг на рис. 39 (тип D). Затем кривая блеска планиметрируется, находится средняя относительная светимость  $\bar{l}$ , делящая пополам площадь под и над световой кривой, и по ней определяется средний блеск  $m$ . Конечно,  $m \neq \bar{m}$  и вообще  $m$  также больше  $\bar{m}$ , т. е. соответствующая светимость  $l < \bar{l}$  (в данном случае принято:  $m_0 = 0$ ,  $l_0 = 1$ ).

где  $(T_0 + P \cdot E)$  есть юлианская дата предшествующего максимума, а  $\Phi^d$  — фаза в днях. Иначе:

$$\frac{T - T_0}{P} = E + \Phi^P.$$

Здесь  $\Phi^P$  — фаза в долях периода.

Форма кривой блеска цефеид характеризуется амплитудой, асимметрией  $\varepsilon = \frac{T_M - T_m}{P}$ , где  $T_M$  — момент максимума, а  $T_m$  — момент минимума,

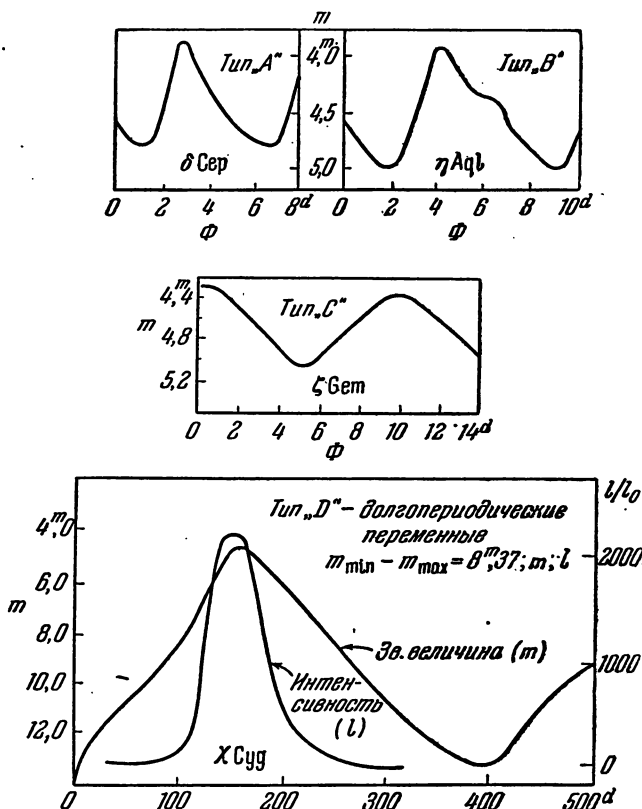


Рис. 39.

а также целым рядом деталей, в частности наличием «горба» или остановки блеска, его фазой и площадью (в долях всей площади, огибаемой кривой блеска), параметрами разложения кривой в ряды Фурье и т. д.

На рис. 39 в виде примера показаны фотоэлектрические кривые блеска долгопериодических цефеид  $\delta$  Cep,  $\eta$  Aql и  $\zeta$  Gem (Гутник, Вайл и Эгген). Цефеида  $\delta$  Cep имеет правильную, но асимметричную кривую блеска (подъем быстрее, чем спуск). Цефеида  $\zeta$  Gem, наоборот, имеет почти симметричную кривую блеска. Звезда же  $\eta$  Aql имеет на нисходящей ветви асимметричной кривой блеска около фазы  $2^d$  остановку изменения блеска («горб»).

Особенности кривых блеска долгопериодических цефеид заставили для их классификации построить «стандартные» кривые блеска, усредненные по данным отдельных наблюдателей, полученным на разных инструментах и разных обсерваториях, по близким значениям периодов цефеид и т. д. Такие кривые оказываются свободными от ряда ошибок и тем самым представляются более надежными, чем индивидуальные кривые. Наиболее

распространенными являются стандартные кривые Б. В. Кукаркина и П. П. Паренаго (1936—1937). Часть этих кривых показана на рис. 40.

На рисунке видно, что долгопериодические цефеиды с короткими периодами ( $2-7^d$ ) имеют асимметричные кривые, так же как и цефеиды с большими периодами ( $14^d$  и больше). Цефеиды же с периодами около 10 дней имеют практически симметричные кривые ( $\varepsilon \approx 0,5$ ). У звезд с периодом в 6 дней на нисходящей ветви кривой блеска уже наблюдается вторичная волна — «горб». С увеличением периода горб поднимается по нисходящей ветви кривой блеска. Одновременно с этим увеличивается его площадь, которая обычно выражается в единицах площади под всей кривой блеска. У цефеид с периодом немного менее 10 дней горб достигает главного максимума кривой блеска и как бы занимает его место. Главный же максимум, видимо, переходит во вторичную, более слабую волну и затем спускается вниз по восходящей ветви кривой блеска. У цефеид же более длинного периода эта вторичная волна на восходящей ветви, опускаясь вниз, постепенно ослабевает и затем вообще исчезает. Весьма вероятно, что в данном случае накладываются друг на друга два колебания. При этом их относительные доли у цефеид разных периодов существенно различны. Исключение составляют 10-дневные цефеиды, у которых оба колебания играют примерно одинаковую роль. Этот критический период проявляется и в других характеристиках долгопериодических цефеид, в частности в том, что некоторые звезды с критическим периодом, например  $\kappa$  Pav ( $P \approx 9^d$ ), показывают реальные изменения периода (Б. В. Кукаркин и Е. К. Гитц, 1937). Для цефеид более длинных и более коротких периодов реальных изменений периодов обнаружено не было. Правда, есть результаты, говорящие о том, что период  $\delta$  Сер медленно уменьшается (около  $0,1$  сек в год). Однако для полного доказательства материала еще недостаточно (Ю. Е. Сенцова, 1959).

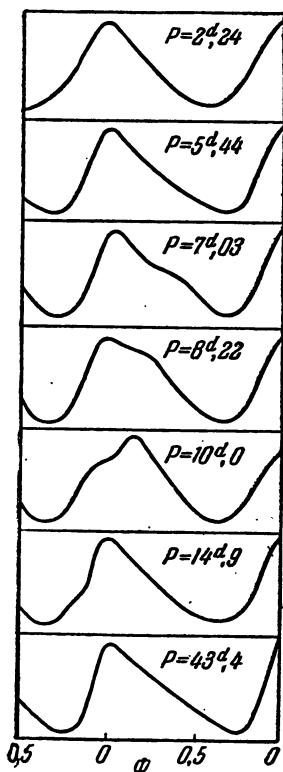


Рис. 40.

Вообще эпохи максимумов ряда звезд, и в частности  $\zeta$  Gem, не удастся хорошо представить линейной формулой. Поэтому вводится добавочный квадратичный член

$$T_{\max} = T_0 + P \cdot E + qE^2.$$

Здесь  $q$  может быть положительным и отрицательным в зависимости от знака изменения периода. Обычно  $q$  является малой величиной. Производя вычисления для эпох  $E$  и  $E + 1$  и вычитая одно выражение из другого, мы получим выражение для периода, т. е. промежутка между двумя соседними максимумами:

$$T_{\max}^{E+1} - T_{\max}^E = P = P_0 + 2qE + q \approx P_0 + 2qE.$$

Отсюда следует, что в случае наличия квадратичного члена период изменяется приблизительно пропорционально времени или же величине  $E$ . Он может либо уменьшаться ( $q < 0$ ), либо увеличиваться ( $q > 0$ ). Очевидно, что

$$\frac{dP}{dE} = 2q$$

будет скоростью изменения периода. Например, для  $\zeta$  Gem  $2q = -1^d,15 \cdot 10^{-6}$ ;

поэтому для нее  $T_{\max} = 2\,410\,639,801 + 10^d,153527E - 0^d,575 \cdot 10^{-6}E^2$ . Исследования ряда астрономов, в частности Н. Ф. Флоря и Б. В. Кукаркина (1932) и П. Г. Куликовского (1935), показали, что скорость изменения периода  $\left(2q = \frac{dP}{dE}\right)$  и период  $(P)$  связаны соотношением

$$\lg \left| \frac{1}{P} \frac{dP}{dE} \right| = -|a| + |b| \lg P.$$

Это соотношение и определяет закон вековых изменений периода цефеид.

Детальное изучение этого вопроса показало, однако, что наблюдаемое изменение периода может быть обусловлено причинами эволюционного характера, случайными ошибками, свойствами светоприемника, недостаточной «точностью» самого явления (реальные колебания  $P$ ) и др. Наложение их друг на друга может создать впечатление изменения периода (кумулятивные ошибки).

Для выделения доли реального, эволюционного изменения периода Т. Штерне в Гарварде развил специальный метод (1934). К сожалению, применение этого метода к ряду переменных не дало положительного ответа на вопрос о реальных изменениях периодов. Однако даже и в этом случае роль кумулятивных ошибок, приводящая к зависимости их от периодов, должна быть выяснена, так как она представляет большой интерес. Отметим, что у долгопериодических цефеид не удалось обнаружить реальных изменений форм кривых блеска, так же как и вековых изменений их среднего блеска. Это объясняется отчасти тем, что точнейшие фотоэлектрические кривые блеска (с точностью до  $\pm 0^m,01$ ) стали получать лишь недавно. Поиски же вековых изменений состояний переменных звезд требуют, конечно, длительных наблюдений. Необходимо отметить, что кроме прогрессивных изменений периодов могут наблюдаться их неправильные или даже периодические колебания. В последнем случае в уравнение для  $T_{\max}$  вместо квадратичного (параболического) члена добавляется обычно синусоидальный член вида  $A \sin(B \cdot E + C)$ . Однако у долгопериодических цефеид подобных колебаний периодов, как правило, не наблюдается.

Необходимо отметить, что кривые блеска долгопериодических цефеид во внегалактических туманностях, например в М31 (в Андромеде), М33 (в Треугольнике) и NGC 6822 (в Стрельце), оказались похожими на кривые блеска галактических цефеид, о которых говорилось выше.

Амплитуды изменения блеска цефеид  $A_\lambda$  уменьшаются с увеличением длины волны. Монохроматические амплитуды блеска звезд  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql, полученные фотоэлектрическим способом (Д. Стеббинс, А. Е. Уитфорд и др.), приводятся в табл. 1.

Если в наблюдаемой области спектра кривая распределения энергии в непрерывных спектрах цефеид может быть представлена формулой Планка с фиктивной, так называемой «спектрофотометрической» или «цветовой» температурой  $T_c$ , то для затухания амплитуды с ростом длины волны мы будем иметь следующее выражение:

$$\begin{aligned} A_\lambda &= -2,5 \lg \frac{R_m J(\lambda T_m)}{R_M J(\lambda T_M)} = -5 \lg \frac{R_m}{R_M} - 2,5 \lg \frac{e^{\frac{c_2}{\lambda T_M}} - 1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T_m}} - 1} = \\ &= -5 \lg \frac{R_m}{R_M} + \frac{1,086}{\lambda} \left( \frac{c_2}{T_m} - \frac{c_2}{T_M} \right) + \Delta x(\lambda, T_m, T_M). \end{aligned}$$

Таблица 1

| $\lambda$ (Å) | $\delta$ Сер       | $\eta$ Aql         |
|---------------|--------------------|--------------------|
| 3530          | 1 <sup>m</sup> ,48 | 1 <sup>m</sup> ,45 |
| 4220          | 1 ,41              | 1 ,32              |
| 4880          | 1 ,08              | 1 ,00              |
| 5700          | 0 ,86              | 0 ,76              |
| 7190          | 0 ,61              | 0 ,57              |
| 10300         | 0 ,43              | 0 ,37              |

Здесь  $R$  — радиус звезды и

$$\Delta x(\lambda, T_m, T_M) = -2,5 \lg \frac{(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_M}})}{(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_m}})},$$

значки же  $M$  и  $m$  относятся к максимуму и минимуму блеска соответственно. Величина  $\Delta x$  при невысоких значениях температур долгопериодических цефеид обычно мала. В инфракрасной области спектра, т. е. при  $\lambda \rightarrow \infty$ ,

$$A_\lambda \rightarrow -5 \lg \frac{R_m}{R_M} - 2,5 \frac{T_m}{T_M} = \text{const.}$$

В ультрафиолетовой области спектра, т. е. при  $\lambda \rightarrow 0$ ,  $A_\lambda \rightarrow \infty$ . Совершенно ясно, однако, что эти предельные значения верны лишь в том случае, если

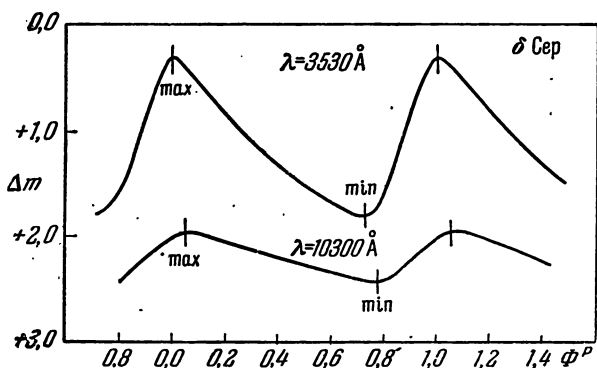


Рис. 41.

всю кривую распределения энергии в спектре можно представить кривой Планка. Но из наблюдений Солнца, близкого по спектральному классу к цефеидам среднего периода, мы знаем, что это выполняется с очень слабым приближением.

В 1936 г. А. Блексли установил, что для цефеид справедливо соотношение  $R \cdot T = \text{const}$  или же приближенно  $R \cdot T_c = \text{const}$ . При этом, если для больших длин волн воспользоваться формулой

Рэля — Джинса ( $J(\lambda, T) \sim \frac{T}{\lambda^4}$ ), то для амплитуды блеска мы будем иметь выражение

$$A_\lambda = -5 \lg \frac{R_m}{R_M} - 2,5 \lg \frac{T_m}{T_M} = -2,5 \lg \frac{T_m}{T_M}.$$

Таким образом, в далекой инфракрасной области спектра амплитуда блеска имеет противоположный знак и кривая обращается. Излучение звезды с ростом температуры уменьшается, и наоборот. Некоторая тенденция к смещению фазы максимума блеска есть. Это видно на кривых блеска  $\delta$  Сер (рис. 41). При переходе от ультрафиолетовых лучей к инфракрасным наблюдается некоторое отставание фаз максимума и минимума. Соответствующие моменты инфракрасной кривой наблюдаются позднее (фотоэлектрические наблюдения Д. Стеббинса и других). Этот вопрос изучил Т. Дамбра в 1951 г. К сожалению, измерения кривых блеска  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql с помощью радиометра на эффективной длине волны  $20\,000\text{ Å} = 2\text{ м}$  не показали указанного отставания фазы максимума и минимума блеска. Однако точность этих наблюдений очень невысока и значительно уступает точности фотоэлектрических кривых. Б. В. Кукаркин по 23 долгопериодическим цефеидам получил зависимость запаздывания фазы максимумов визуальных кривых блеска относительно фотографических, которая выражается формулой  $\Delta\Phi = 0^P,079 - 0^P,1025 \lg P^*$ .

\*) Из наблюдений в разных длинах волн, например, для  $\delta$  Сер [по Д. Стеббинсу]  $\Delta\Phi = 0^P,000, 0^P,009, 0^P,024, 0^P,037, 0^P,050$  для  $\lambda = 353, 422, 488, 570, 719$  и  $1030\text{ мμ}$ .

Согласно мнению автора, видимое смещение максимумов и минимумов фазы при сравнении коротковолновых и длинноволновых кривых обусловлено разной степенью и скоростью «просветления» фотосфер цефеид при их сжатии и расширении. В результате этого, например, при расширении фотосферы близ минимума блеска (и быстром уменьшении плотности) из наблюдений получается, что минимум наступил раньше истинного. Это происходит потому, что излучение после просветления фотосферы начинает еще до достижения минимума блеска эффективно приходить из более глубоких слоев и звезда, видимо, сокращается. Аналогичное явление в более сильной форме наблюдается и при расширении фотосфер новых звезд. При этом явление различно для разных длин волн, так как различна непрозрачность фотосфер, что и обуславливает фазовое запаздывание. Выражение для амплитуды блеска кратко записывается в виде

$$A_{\lambda} = A_R + A_{T, \lambda}.$$

Здесь  $A_R$  и  $A_{T, \lambda}$  — изменения блеска из-за изменения поверхности звезды и из-за изменения температуры соответственно. Поэтому, если на кривой блеска выбрать две точки с одинаковыми показателями цвета, то разность их звездных величин  $\Delta m_R$  и будет определять изменение блеска за счет изменения поверхности между двумя заданными фазами. Следовательно,

$$\Delta m_R = -2,5\Delta \lg (4\pi R^2).$$

Обозначая через  $\Delta R_1$  и  $\Delta R_2$  изменения радиусов:  $R_i - \bar{R} = \Delta R_i$  ( $\bar{R}$  — среднее значение в фазах, в которых цвета одинаковы, т. е. температурная амплитуда равна нулю), будем иметь:

$$\begin{aligned} 2,5 \lg \frac{(\bar{R} + \Delta R_1)^2}{(\bar{R} + \Delta R_2)^2} &= \Delta m_R, \\ \left( \frac{\bar{R} + \Delta R_1}{\bar{R} + \Delta R_2} \right)^2 &= \lg^{-1} \Delta m_R \cdot 0,4, \\ \frac{\bar{R} + \Delta R_1}{\bar{R} + \Delta R_2} &= \lg^{-1} \Delta m_R \cdot 0,2 = n. \end{aligned}$$

Окончательно для среднего значения радиуса имеем:

$$\bar{R} = \frac{n\Delta R_2 - \Delta R_1}{1 - n}.$$

Здесь  $n$  берется с кривой блеска, а  $\Delta R_1$  и  $\Delta R_2$  — с кривых лучевых скоростей. Поэтому мы можем вычислить значения  $\bar{R}$  (если только не учитывать несогласие фаз  $m$  и  $v_R$ ).

Так, Стеббинс из своей фотометрии получил (1953)\*):  $\bar{R} \cdot 10^{-7} \text{ км} = 3,7 \pm 0,1, 4,7 \pm 0,2$  и  $0,50 \pm 0,06$  для  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql соответственно.

\*) Здесь следует иметь в виду, что получение  $\Delta R_i$  путем интегрирования кривой лучевых скоростей между точками с одинаковыми цветами осложняется тем, что монохроматические кривые блеска смещены по фазе одна относительно другой (см. предыдущее примечание). Например, по данным Н. П. Сычевой (1949) на основе материала шестицветной фотометрии Стеббинса получается следующая формула сдвига фазы кривой блеска в зависимости от длины волны:

$$\Delta ph_{\lambda} = -0^P,0408 + 0^P,00000714\lambda \text{ (Å)}.$$

В связи с этим и соотношением фаз блеска и скоростей, если пользоваться комбинацией кривых блеска, т. е. цветов  $U+G$  или  $V+R$  ( $\lambda\lambda$  3530, 5700 Å и 4220, 7190 Å), соответствующие средние радиусы получаются различными и равными 21,5 и 36,4  $R_{\odot}$ . Другие комбинации цветов дают промежуточные значения. Вопрос еще больше осложняется фазовыми соотношениями кривых блеска и кривых лучевых скоростей, даже если отвлечься от известного смещения на  $1/4$  периода (явления «зеркальности» двух кривых).

Выражение для  $A(\lambda, T)$ , приведенное выше, позволяет, например способом наименьших квадратов, вычислить (если известны амплитуды  $A$  для ряда длин волн  $\lambda$ ) путем последовательных приближений значения  $T_M$  и  $T_m$  без привязки к низкотемпературным ( $T \approx 2600^\circ$ ) земным источникам излучения, т. е. к лампам, дугам и др. Известно, что подобные привязки непригодны, так как при переходе от низких температур к высоким происходит огромная потеря в точности (потому что формулы экспоненциальные). Результаты применения этого нового метода к  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql приведены в табл. 2\*).

Таблица 2

| Звезда       | Темпера-<br>тура | Шкала Кельвина                   |        |                                                      | Спектр            |
|--------------|------------------|----------------------------------|--------|------------------------------------------------------|-------------------|
|              |                  | Бэкер ( $\lambda=557$ $\mu\mu$ ) |        | Мельников<br>(абсолютная<br>$\lambda=570$ $\mu\mu$ ) |                   |
|              |                  | 11000°                           | 13500° |                                                      |                   |
| $\delta$ Сер |                  |                                  |        |                                                      |                   |
| $T_M$        |                  | 6200°                            | 6800°  | 7600°                                                | 7080° $\pm$ 870°  |
| $T_m$        |                  | 5000°                            | 5400°  | 5800°                                                | 5040° $\pm$ 480°  |
| $\eta$ Aql   |                  |                                  |        |                                                      |                   |
| $T_M$        |                  | 5600°                            | 6000°  | 6600°                                                | 6280° $\pm$ 1540° |
| $T_m$        |                  | 4200°                            | 4400°  | 4800°                                                | 4760° $\pm$ 980°  |

В табл. 2 приведены также значения спектрофотометрических температур  $T_c$ , полученных В. Бэкером в 1937—1940 гг. в результате обширных исследований ряда цефеид при разных нуль-пунктах температурной шкалы звезд сравнения. Эти определения  $T_c$  выполнены обычным способом, через определения относительных градиентов цефеид

$$\Delta\varphi = \varphi_{\text{Сер}} - \varphi_0.$$

Здесь  $\varphi_0$  — абсолютные градиенты звезд сравнения. Абсолютные градиенты цефеид можно получить по формуле

$$\varphi_{\text{Сер}} = \frac{c_2}{T_{\text{Сер}}} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_{\text{Сер}}}}\right)^{-1}.$$

Неопределенность заключается в неоднозначности  $\varphi_0$  при разных температурных шкалах от 10 000 (потсдамская) до 18 000° К (старая гринвичская) для звезд класса A0. Более точные определения  $T_{\text{Сер}}$  по новому методу без неопределенности в нуль-пункте выполнены для  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql О. А. Мельниковым в 1955 г. и вошли в табл. 2. Слабым местом в данном случае является то, что мы считаем применимыми формулы излучения «черного» или по крайней мере «серого» тела к реальным цефеидам. Это, по-видимому, справедливо, так как известно, что наблюдения Солнца (близкого по спектру к  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql) в первом приближении подтвердили гипотезу серого тела в этом случае.

Относительные градиенты цефеид по отношению к звездам класса A0 могут быть получены достаточно точно. Поэтому определение их спектрофотометрических температур привело к независимому определению темпе-

\*) На конференции по переменным звездам 1960 г. в Ростове В. В. Прокофьева доложила о результатах обработки монохроматических амплитуд ряда долгопериодических цефеид по методу О. А. Мельникова — она получила данные, согласующиеся с выводами последнего.

ратуры звезд класса А0. Спектрофотометрическая температура этих звезд получилась равной  $T_{A0} = 15\,400^\circ \text{ К}$ . Изучение зависимости  $A_\lambda$  от  $P$  приводит к зависимости  $T_c$  от  $P$  для всей последовательности. Этот результат и был получен О. А. Мельниковым в 1944 г. Однако в то время не было еще значений  $A_\lambda$  для многих участков спектра и для многих цефеид. Поэтому исследование пришлось выполнить по двум значениям  $A_\lambda$  — для фотографической и визуальной областей спектра, и результаты являются лишь предварительными.

Тогда же О. А. Мельников для объяснения наблюдаемых характеристик спектров долгопериодических цефеид применил теорию протяженных фотосфер Н. А. Козырева и С. Чандрасекара (1934). Согласие получилось в общем удовлетворительное и даже пролило свет на явление аномального возбуждения и ионизации в атмосферах цефеид.

Необходимо отметить, что весьма интересные теоретические расчеты амплитуд блеска цефеид по построенным моделям звезд классов F—G были выполнены и опубликованы Р. Канаваджа и Д. К. Пекером в 1952 г. В частности, было получено отношение максимального значения радиуса к минимальному, которое оказалось равным 1,2, что хорошо согласуется с данными наблюдений (1,1 по шестичетной фотометрии Д. Стеббинса).

Наиболее подробные и достаточно точные фотографические наблюдения амплитуд и блеска многих цефеид во всем участке спектра — от красного до фиолетового — были выполнены в уже упоминавшейся работе В. Бэкера (1937—1941). О. Эгген, изучавший блеск звезд многих долгопериодических цефеид в двух участках спектра фотоэлектрическим способом (32 звезды) в Ликской обсерватории на 12-дюймовом рефракторе, смог все звезды разделить на 3 группы, которые обозначил заглавными латинскими буквами A, B, C. Типичными представителями этих групп оказались звезды  $\delta$  Сер,  $\eta$  Aql и  $\zeta$  Gem соответственно. За основной признак при делении на группы принималась зависимость амплитуды блеска и цвета от периода. Подобное деление, правда, только по виду кривой блеска было предложено еще С. Бэйли в 1902 г. для короткопериодических цефеид. Аналогичные группы были обозначены строчными латинскими буквами a, b, c. П. П. Паренаго, более детально исследовавший вопрос о делении долгопериодических цефеид на группы (1955), показал, что соотношение период — фотографическая амплитуда (даже измеренная фотоэлектрически) для долгопериодических цефеид носит лишь характер корреляции, а не зависимости. Поэтому указанное выше деление долгопериодических цефеид на группы A, B и C следует считать еще недостаточно обоснованным, хотя и возможным.

2. К р и в ы е с п е к т р о в. Исследование спектров цефеид, производившееся в основном на Гарвардской обсерватории, показало, что в среднем амплитуда колебания спектра от максимума к минимуму блеска соответствует одному классу. При этом в максимуме блеска или вблизи него спектр получается более ранним, чем в минимуме блеска. Результаты определения спектра звезды  $\delta$  Сер в разных фазах блеска даны на рис. 42.

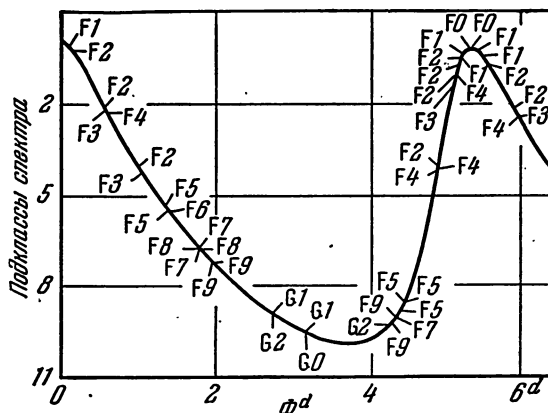


Рис. 42.



В. Адамс и А. Джой в 1918 г. на обсерватории Маунт Вилсон получили с большой дисперсией спектры ряда цефеид вблизи фазы максимума и минимума блеска. Определив спектральный класс, они пришли к неожиданному выводу, что спектр цефеид изменяется только при оценке по водородным линиям. По общим же характеристикам, т. е. в основном (для этих звезд) по линиям металлов, спектр получился практически не изменяющимся. Однако, как показал О. А. Мельников в 1944 г., этот вывод Адамса и Джоя основан на недоразумении. Резкий максимум изменения интенсивностей линий металлов наблюдается не в минимуме блеска, а вблизи него (с небольшим опережением). Поэтому, получая спектры только в фазе минимума, мы обычно не замечаем быстрого изменения интенсивностей линий металлов и тем самым изменения спектра. На рис. 43 показаны кривые изменения

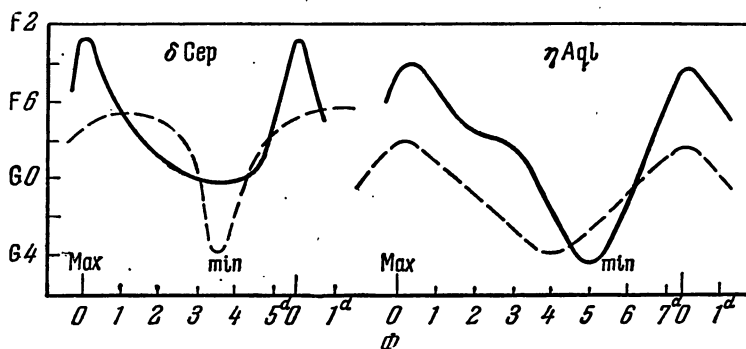


Рис. 43.

спектра  $\delta$  Cep и  $\eta$  Aql, полученные по водородным (бальмеровским; сплошные кривые) и металлическим (CaI, FeI, SrII; пунктирные кривые) линиям (данные О. А. Мельникова). В табл. 3 сравниваются результаты Адамса, Джоя и О. А. Мельникова.

Таблица 3

| Звезда       | Автор; фаза и характеристика (HP) |                      |         |                      |           |                      |         |                      |
|--------------|-----------------------------------|----------------------|---------|----------------------|-----------|----------------------|---------|----------------------|
|              | Адамс и Джой                      |                      |         |                      | Мельников |                      |         |                      |
|              | Максимум                          |                      | Минимум |                      | Максимум  |                      | Минимум |                      |
|              | Водород                           | Общие характеристики | Водород | Общие характеристики | Водород   | Общие характеристики | Водород | Общие характеристики |
| $\delta$ Cep | F2                                | F9                   | F9      | G0                   | F2,4      | F6,9                 | G0,0    | G0,9                 |
| $\eta$ Aql   | F3                                | F9                   | F8      | G1                   | F2,4      | F7,8                 | G4,0    | G2,5                 |

Из табл. 3 мы видим, что если спектральный класс определять только вблизи максимума и минимума, то, действительно, он изменяется лишь при оценке по водородным линиям. Если же изменение спектра проследить по всем фазам, то оказывается, что он в равной степени изменится и по общим характеристикам. Только в этом случае средний спектр получается более поздним, так же как это наблюдается для звезд класса A с металлическими линиями. Известно, что эти звезды по линиям металлов, как правило, относятся к классу F. Если усреднить данные рис. 43, то мы получим табл. 4.

Из таблицы видно, что спектры  $\delta$  Cep и  $\eta$  Aql по водородным и металлическим характеристикам изменяются от F5 до G3 и от F6 до G3 соответственно.

Таблица 4

| $\delta$ Cep      |             | $\eta$ Aql        |             |
|-------------------|-------------|-------------------|-------------|
| Фаза              | Спектр (HD) | Фаза              | Спектр (HD) |
| 0 <sup>d</sup> ,0 | F5          | 0 <sup>d</sup> ,0 | F6          |
| 0,5               | F6          | 0,5               | F6          |
| 1,0               | F7          | 1,0               | F7          |
| 1,5               | F8          | 1,5               | F8          |
| 2,0               | F8          | 2,0               | F8          |
| 2,5               | F9          | 2,5               | F9          |
| 3,0               | G1          | 3,0               | G0          |
| 3,5               | F3          | 3,5               | G1          |
| 4,0               | F0          | 4,0               | G2          |
| 4,5               | F9          | 4,5               | G3          |
| 5,0               | F7          | 5,0               | G3          |
|                   |             | 5,5               | G2          |
|                   |             | 6,0               | F0          |
|                   |             | 6,5               | F8          |
|                   |             | 7,0               | F6          |

Из последних результатов по определению спектральных классов долгопериодических цефеид следует упомянуть исследования Ц. Пейн-Гапошк-ной (1951), изучавшей спектры по однородному материалу (по щелевым спектрограммам обсерватории Маунт Вилсон), работы О. Струве (1944) и Коде (1947) по материалам Йеркской обсерватории (также щелевые спектрограммы) и Б. В. Кукаркина (1944) по сводным данным. В работе Коде определения сделаны в системе спектральной классификации МКК (Моргана, Кинана, Кольмана). Данные для 18 звезд приведены в табл. 5.

Таблица 5

| Звезда       | lg P | Ампли-<br>туда     | Sp (M)<br>МКК | Sp (m)<br>МКК | $\Delta$ Sp |
|--------------|------|--------------------|---------------|---------------|-------------|
| SU Cas       | 0,29 | 0 <sup>m</sup> ,38 | F5 I—II       | F7 I—II       | 0,2         |
| DT Cyg       | 0,40 | 0,39               | F5,5 I—II     | F7 I—II       | 0,15        |
| SZ Tau       | 0,50 | 0,60               | F6 Ib         | F9 Ib         | 0,3         |
| V386 Cyg     | 0,72 | 1,00               | F5 Ib         | G1 Ib         | 0,6         |
| $\delta$ Cep | 0,73 | 0,72               | F5 Ib         | G2 Ib         | 0,7         |
| MW Cyg       | 0,78 | 1,00               | F8 Ib         | G1 Ib         | 0,3         |
| $\eta$ Aql   | 0,86 | 0,71               | F6 Ib         | G4 Ib         | 0,8         |
| VY Cyg       | 0,90 | 1,20               | F6 Ib         | G1 Ib         | 0,5         |
| S Sgr        | 0,92 | 1,02               | F6 Ib         | G5 Ib         | 0,9         |
| BZ Cyg       | 1,01 | 0,80               | F8 Ib         | G5 Ib         | 0,7         |
| $\zeta$ Gem  | 1,01 | 0,37               | F7 Ib         | G3 Ib         | 0,6         |
| Z Lac        | 1,03 | 1,36               | F6 Ib         | G6 Ib         | 1,0         |
| TX Cyg       | 1,17 | 1,90               | F5 Ib         | G6 Ib         | 1,1         |
| SZ Cyg       | 1,18 | 1,30               | F8 Ib         | G8 Ib         | 1,0         |
| X Cyg        | 1,21 | 1,56               | F7 Ib         | G8 Ib         | 1,1         |
| CD Cyg       | 1,23 | 1,50               | F8 Ib         | K0 Ib         | 1,2         |
| T Mon        | 1,43 | 0,95               | F7 Ia—Ib      | K1 Ia—Ib      | 1,4         |
| SV Vul       | 1,63 | 0,90               | F7 Ia         | (K0)          | 1,3         |

Выяснилось, что в спектрах цефеид по сравнению с обычными звездами тех же спектральных классов усилены линии водорода (особенно в максимуме блеска). Полоса же циана (CN) около 4215 Å, наоборот, ослаблена (О. Струве) в минимуме блеска. Спектры цефеид очень напоминают спектры

сверхгигантов. Именно поэтому последние и назывались в прежние годы псевдоцефеидами. К таким звездам относятся, например:  $\alpha$  Per (F5Ib),  $\gamma$  Cyg (F8Ib),  $\alpha$  Aqr (G2Ib) и др. В этой же системе классификации МКК долгопериодические цефеиды имеют спектральные классы от F до K и классы светимостей от Ia до II.

Средний спектральный класс в максимуме блеска изменяется в общем прогрессивно от F4 до F8, в минимуме же значительно более сильно от F7

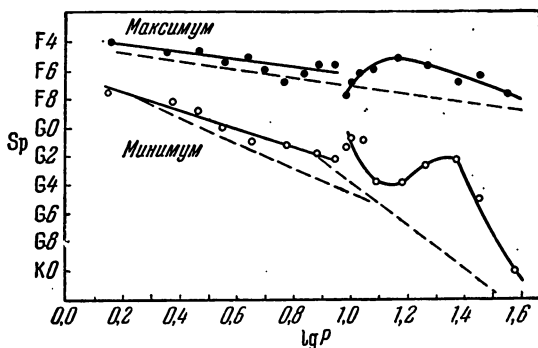


Рис. 44.

до K0 (при переходе от долгопериодических цефеид короткого периода к цефеидам длинного периода). Эти результаты по данным Ц. Пейн-Гапошкиной (1951) в графическом изображении приведены на рис. 44.

К более поздним исследованиям зависимости период — спектр относятся исследование А. И. Лебединского и Л. Э. Гуревича (1955) и более подробное — П. П. Паренаго (1955). Последний, объединив в одну систему разнородный материал по 52 долгопериодическим цефеидам, нашел среднюю зависимость период — спектр (см. табл. 6).

Таблица 6

| $\lg P$ | $Sp (M)$<br>HD | $Sp (m)$<br>HD | $\overline{Sp}$ | Число<br>звезд |
|---------|----------------|----------------|-----------------|----------------|
| 0,43    | F5,5           | F8,2           | F6,8            | 5              |
| 0,59    | F5,2           | F9,2           | F7,2            | 5              |
| 0,68    | F5,2           | G1,6           | F8,4            | 5              |
| 0,73    | F5,2           | G1,8           | F8,5            | 5              |
| 0,79    | F6,3           | G2,7           | F9,5            | 6              |
| 0,87    | F6,3           | G2,3           | F9,3            | 6              |
| 0,99    | F6,8           | G2,7           | F9,8            | 5              |
| 1,11    | F6,0           | G6,6           | G1,3            | 5              |
| 1,23    | F7,4           | G9,4           | G3,4            | 5              |
| 1,46    | F7,4           | K1,0           | G4,2            | 5              |

Данные этой таблицы нанесены на рис. 44 пунктиром. Из рисунка ясно, что качественное согласие двух независимых определений хорошее. Данные, показанные сплошными линиями, основаны на более однородном материале.

Изменения спектров цефеид подтверждаются изменениями их цвета. Это говорит о большей относительной роли температурной амплитуды  $A(\lambda, T)$  в наблюдаемой кривой блеска долгопериодических цефеид. Доля амплитуды  $A_R$ , связанной с изменением их поверхности благодаря пульсации, оказывается относительно меньшей.

Следует иметь в виду, что определение спектрального класса цефеид, как и нормальных звезд, в сильной степени зависит от употребляющегося для этой цели инструмента. Применение того или иного инструмента во многих случаях и обуславливает уклонения результатов отдельных наблюдений и появление собственных «систем» спектральных классов для каждого инструмента. С этой точки зрения спектральные классы и классы светимостей в табл. 5, определенные в системе МКК (с аналогичным или тем же инструментом), могут быть приняты как наиболее «объективные».

Поскольку, как было указано, цвет долгопериодических цефеид изменяется, то кривые изменения их спектров с успехом могут быть заменены кривыми изменения цвета. Обе характеристики в той или иной степени связаны с изменением эффективной температуры звезд. Опубликовано много работ, в которых изучается соотношение цвет — период, а также и спектр — период. К более поздним результатам следует отнести данные Д. Стиббса (1955), который из опубликованных наблюдений цветов в системе  $P, V$  и спектральных классов в системе МКК получил для нормальных, т. е. не искаженных межзвездным или атмосферным поглощением, цветов групп  $A, B$  и  $C$  в максимуме цвет  $(P-V) = -0,40 + 0,12 \text{Sp}(M)$  и для звезд групп  $A, B$  в минимуме цвет  $(P-V) = -0,11 + 0,063 \text{Sp}(m)$ . Соответствующие изменения спектров в подклассах, начиная от класса  $F0$ , получились равными

$$\text{Sp}(M) = 4,8 + 1,5 \lg P,$$

$$\text{Sp}(m) = 3,0 + 12,3 \lg P.$$

Отсюда следует, что спектральный класс в максимуме блеска изменяется лишь незначительно, что соответствует данным рис. 44. В связи с этим теперь считают, что предпочтительнее выявлять зависимость период — цвет отдельно для максимума и минимума блеска, а не в среднем, как ранее. К более поздним исследованиям соотношения нормальный цвет — период относятся работы О. А. Мельникова (1948), Г. С. Бадаляна (1949), В. П. Федорович (1950), О. Эггена (1951), П. П. Паренаго (1955), Д. Стиббса (1955) и др.

О. А. Мельников для медианных нормальных цветов в интернациональной системе получил:

$$CI_0 = 0^m,27 + 0^m,29 \lg P.$$

Стиббс, проведя тщательный учет галактического поглощения, получил по наблюдениям Эггена в системе  $P-V$ , близкой к интернациональной, следующее выражение для среднего цвета \*):

$$CI_0 = (P-V)_0 = +0^m,13 + 0^m,43 \lg P.$$

Оригинальные цвета из работы Эггена значительно уклоняются от этой зависимости и вряд ли являются характеристикой цветов цефеид. Однако все же вопрос требует дальнейшего уточнения. Именно этому посвящена одна из последних работ Г. С. Бадаляна (1956).

В 1958 г. Г. В. Зайцева по материалу Эггена получила в системе  $B-V$  Моргана—Джонсона для «нормальных цветов» (т. е. исправленных за искажающие эффекты) выражение  $(B-V)_0 = 0^m,087 + 0^m,377 \lg P$ .

Существенным затруднением в данном случае является учет избирательного галактического поглощения. Известные перспективы в этом отношении открываются после недавней работы Р. Канаваджа (1955), которая для разделения доли цветов цефеид, обусловленной межзвездным покраснением (постоянная составляющая), и доли цветов, обусловленной температурными изменениями (переменная составляющая), применила метод двухцветной диаграммы. Этот метод был впервые использован для нормальных звезд, цвета которых также искажены действием межзвездного поглощения. Канаваджа наносила по оси ординат цвет  $G-V$  (5700—4220 Å), а по оси абсцисс цвет  $G-I$  (5700—10 300 Å) из шестичетной фотометрии  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql (а также сверхгигантов) Стеббинса. Полученные истинные нормальные цвета позволили также проконтролировать изменения радиусов этих

\*) В последнее время по данным шестичетной фотометрии весьма точные цвета 25 цефеид были измерены Г. Кроном и С. Своллопулосом (1959). В системе цветов  $(P-V)$  данные в зависимости от  $\lg P$  приведены на рис. 84.

цефеид согласно методу вычисления, приведенному выше. Отметим, что важные результаты были получены из фотоэлектрических измерений ( $P-V$ )-цветов долгопериодических цефеид в Магеллановых Облаках С. Гасконем и Г. Кроном (1953). Оказалось, что долгопериодические цефеиды в Малом Магеллановом Облаке (типа II по сравнению с долгопериодическими цефеидами типа I в Большом Магеллановом Облаке) имеют в максимуме блеска те же цвета, что и галактические цефеиды групп *A*, *B* и *C* также в максимуме блеска. Этот результат согласуется с замечанием Эггена о том, что долгопериодические цефеиды любых типов имеют в максимуме блеска практически одинаковые нормальные цвета и спектры.

Кроме перечисленных выше характеристик спектров долгопериодических цефеид, в них наблюдаются также и отдельные тонкие детали. Так, например, в 1927 г. М. Уолтон и Х. Шепли сообщили о том, что А. Кэннон обнаружила в спектрах долгопериодических цефеид длинного периода наличие ярких линий водорода. Однако, как оказалось, большинство этих звезд относится к цефеидам II типа или типа W Vir (см. ниже). В 1944 г. А. Джой и Р. Вилсон в спектре  $\eta$  Aql с фиолетовой стороны линий H и K CaII обнаружили наличие также ярких линий. В. Адамс нашел (1940), что те же линии H и K в поглощении в спектре  $\eta$  Aql показывают тонкую структуру (расщепление), и т. д.

Изучение спектров и цветов долгопериодических цефеид при известных светимостях (см. ниже) позволило найти их место на диаграмме светимость — спектр (см. ниже).

3. Кривые лучевых скоростей. Определение лучевых скоростей долгопериодических цефеид было начато еще в 90-х годах XIX столетия А. А. Белопольским в Пулкове.

В дальнейшем их определяли на целом ряде обсерваторий: Ликской, Оттавской, Йеркской, Маунт Вилсон, в Энн-Арборе, Бонне и т. д. Однако лучшими кривыми являются средневзвешенные. Наблюдения в общем показывают приблизительное совпадение фаз наибольших отрицательной и положительной скоростей, если движение звезды учтено, с максимумом и минимумом блеска соответственно. Таким образом, кривая скоростей является как бы зеркальным отражением кривой блеска. Это хорошо видно на рис. 45, где приведены кривые для  $\eta$  Aql. Периоды

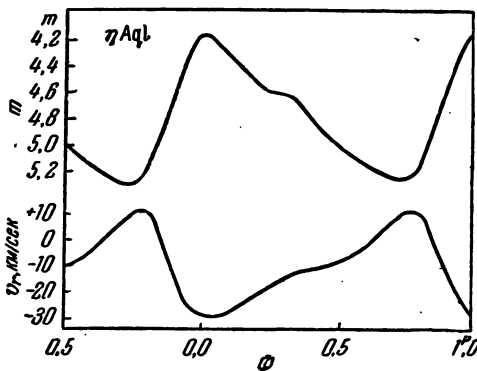


Рис. 45.

изменения блеска и лучевой скорости обычно совпадают. Совершенно очевидно, что интегрирование по кривой лучевых скоростей дает нам изменение радиуса звезды  $\Delta R$ , отсчитываемое, например, от некоторого среднего значения. Дифференцирование же кривой лучевых скоростей дает изменение ускорения на поверхности звезды. Как дифференцирование, так и интегрирование обычно производится численно. Только при этом приходится учитывать то, что полученная скорость является усредненной, проинтегрированной по сфере скоростью, а не скоростью расширения и сокращения звезды. При этом возникает некоторая неопределенность в отношении неизвестного закона потемнения звезды к краю. Некоторое представление о нем может дать изучение формы профилей линий при расширении и сжатии. Однако это требует спектрограмм, полученных с большими разрешающей силой и дисперсией спектрального прибора.

Пусть  $V_R$  — лучевая скорость звезды в данной точке диска, а  $v = \frac{dR}{dt}$  — истинная мгновенная скорость расширения или сокращения (т. е. пульсации) атмосферных слоев звезды. Пусть, далее,  $\theta$  — угол между лучом зрения и радиусом звезды в данной точке ее поверхности. Очевидно, что

$$V_R = -\frac{dR}{dt} \cos \theta = v \cos \theta.$$

После интегрирования по диску получим среднюю скорость:

$$\bar{V}_R = \overline{\frac{dR}{dt} \cos \theta} = 2\pi R^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{v \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\pi R^2} = \frac{2}{3} v = \frac{2}{3} \frac{dR}{dt}.$$

Следовательно,

$$v = \frac{dR}{dt} = \frac{3}{2} \bar{V}_R.$$

Однако полученное верно только для диска звезды с постоянной в разных точках яркостью.

Если потемнение к краю звезды определяется законом

$$I(\theta) = I\left(\frac{\pi}{2}\right) (1 + \beta \cos \theta) = I(0) \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 + \beta}\right) = I(0) (1 - u + u \cos \theta),$$

$$u = \frac{\beta}{1 + \beta},$$

то

$$\bar{V}_R = \overline{v \cos \theta} = v \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 + \beta \cos \theta) \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 + \beta \cos \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta} = v \frac{4 + 3\beta}{6 + 4\beta}.$$

При  $\beta = \frac{3}{2}$  ( $u = \frac{3}{5}$ ), что соответствует «серому телу», будем иметь:

$$\bar{V}_R = \frac{17}{24} v = \frac{17}{24} \frac{dR}{dt}.$$

Следовательно,

$$v = \frac{dR}{dt} = \frac{24}{17} \bar{V}_R.$$

Таким образом, для серого тела при  $u = \frac{3}{5}$  ( $\beta = \frac{3}{2}$ )\*)

$$\frac{dR}{dt} = v = \frac{24}{17} (v_R - v_V) = \frac{24}{17} \bar{V}_R.$$

Здесь  $v_R$  — лучевая скорость, полученная из наблюдений, а  $v_V$  — скорость центра тяжести данной звезды, равная  $\frac{1}{P} \int_0^P v_R dt$ . Отсюда

$$R_P = R_m + \int_{t_m}^{t_P} v dt = \text{const} + \int_{t_m}^{t_P} v dt = \text{const} + \int_{t_m}^{t_P} \frac{dR}{dt} dt.$$

\*) При  $u=0$  и  $1$  (т. е.  $\beta=0$  и  $\infty$ ) коэффициент соответственно равен  $24/16$  и  $24/18$ .

Постоянная интегрирования выбирается так, чтобы среднее по времени изменение радиуса  $\Delta R = R - \bar{R}$  равнялось нулю, что будет соответствовать определению  $\bar{R}$  как средней величины радиуса. Данные для  $\eta$  Aql приведены в табл. 7 (по М. Шварцшильду, Б. Шварцшильд и В. С. Адамсу, 1948).

Таблица 7

| Фаза | $\Delta m_{pg}$<br>$\eta$ Aql - $\beta$ Aql | $\frac{dR}{dt} = \dot{R}$ ,<br>км/сек | $\Delta R = R - \bar{R}$ ,<br>10 <sup>10</sup> см | $\frac{d^2R}{dt^2} = \ddot{R}$ ,<br>см/сек <sup>2</sup> | Фаза | $\Delta m_{pg}$<br>$\eta$ Aql - $\beta$ Aql | $\frac{dR}{dt} = \dot{R}$ ,<br>км/сек | $\Delta R = R - \bar{R}$ ,<br>10 <sup>10</sup> см | $\frac{d^2R}{dt^2} = \ddot{R}$ ,<br>см/сек <sup>2</sup> |
|------|---------------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------------------|---------------------------------------------------------|------|---------------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------------------|---------------------------------------------------------|
| 0,00 | -0,42                                       | +24,9                                 | -16,2                                             | -1                                                      | 0,60 | +0,60                                       | -13,7                                 | +12,5                                             | -24                                                     |
| ,04  | -,35                                        | +23,7                                 | -10,1                                             | -7                                                      | ,64  | +,67                                        | -19,8                                 | +8,4                                              | -25                                                     |
| ,08  | -,26                                        | +21,6                                 | -4,5                                              | -10                                                     | ,68  | +,70                                        | -26,1                                 | +2,7                                              | -26                                                     |
| ,12  | -,16                                        | +18,9                                 | +0,5                                              | -11                                                     | ,72  | +,67                                        | -31,8                                 | -4,5                                              | -17                                                     |
| ,16  | -,08                                        | +16,0                                 | +4,9                                              | -12                                                     | ,76  | +,58                                        | -34,0                                 | -12,8                                             | +2                                                      |
| 0,20 | -0,01                                       | +13,0                                 | +8,4                                              | -11                                                     | 0,78 | +0,50                                       | -33,2                                 | -17,0                                             | +14                                                     |
| ,24  | +,01                                        | +10,2                                 | +11,3                                             | -11                                                     | ,80  | +,42                                        | -30,3                                 | -20,9                                             | +32                                                     |
| ,28  | +,02                                        | +7,5                                  | +13,5                                             | -10                                                     | ,82  | +,32                                        | -25,2                                 | -24,4                                             | +49                                                     |
| ,32  | +,04                                        | +5,1                                  | +15,1                                             | -9                                                      | ,84  | +,22                                        | -18,2                                 | -27,1                                             | +65                                                     |
| ,36  | +,13                                        | +3,0                                  | +16,0                                             | -7                                                      | ,86  | +,11                                        | -9,4                                  | -28,8                                             | +74                                                     |
| 0,40 | +0,28                                       | +1,4                                  | +16,6                                             | -5                                                      | 0,88 | 0,00                                        | 0,0                                   | -29,4                                             | +76                                                     |
| ,44  | +,37                                        | +0,6                                  | +16,8                                             | -2                                                      | ,90  | -,10                                        | +8,9                                  | -28,8                                             | +64                                                     |
| ,48  | +,43                                        | -0,3                                  | +16,9                                             | -7                                                      | ,92  | -,22                                        | +15,7                                 | -27,3                                             | +47                                                     |
| ,52  | +,48                                        | -3,1                                  | +16,5                                             | -16                                                     | ,94  | -,32                                        | +20,5                                 | -25,0                                             | +31                                                     |
| ,56  | +,54                                        | -7,9                                  | +15,2                                             | -22                                                     | 0,98 | -0,44                                       | +24,7                                 | -19,3                                             | +5                                                      |

Результаты вычисления  $\frac{dR}{dt}$  и  $\Delta R = R - \bar{R}$  для  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql показаны графически на рис. 46 (Д. Стеббинс, 1953).

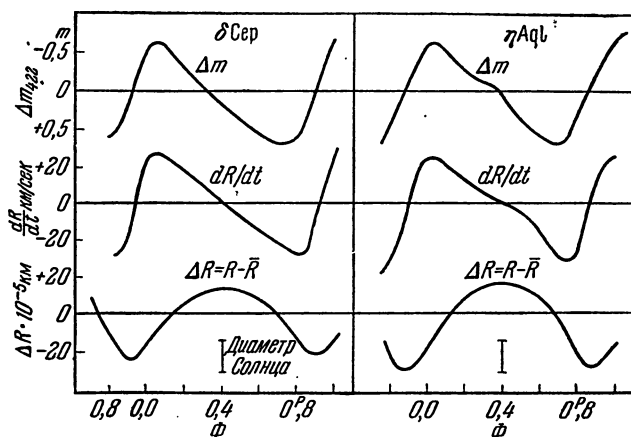


Рис. 46.

Из рисунка мы видим, что минимум и максимум радиуса не совпадают с максимумом и минимумом блеска. Пульсационная же теория в ее первоначальном виде предсказывала именно такое соотношение фаз. Из наблюдений получается, что минимальный радиус (максимальное сжатие) пред-

пествует максимуму блеска на  $\frac{1}{4}P$  или же на  $\frac{\pi}{2}$ . Это широко известное несогласие фаз обычно относилось за счет особого поведения атмосфер цефеид, находящихся в переменном поле излучения их фотосфер. Действительно, если радиус звезды вычислять только по блеску звезды и по ее температуре (строго только эффективной  $T_e$ ), пользуясь для этой цели формулой  $m = -2,5 \lg R^2 T^4 + \text{const}$ , то несогласие фаз практически устраняется. Это понятно, так как в данном случае мы вычисляем изменение фотосферного радиуса, т. е. слоев, пульсацию которых мы наблюдаем непосредственно по изменению блеска.

Здесь также следует иметь в виду, что само интегрирование кривой лучевых скоростей может быть подвергнуто сомнению. Это вызвано тем, что, наблюдая лучевую скорость звезды, мы фактически измеряем не движение одних и тех же атомов, а лишь перемещение «активной поверхности» эффективного зарождения линий.

Если допустить применимость закона Стефана—Больцмана (что, по-видимому, можно делать, судя по данным о затменно-переменных звездах с известными размерами, светимостями и температурами), то колебание болометрического блеска цефеиды может быть записано\*) в виде

$$A_b = \Delta m_b = -2,5 \lg \frac{R_m^2 \cdot T_m^4}{R_M^2 \cdot T_M^4} = 4,34 \frac{\Delta R}{R} - 8,70 \frac{\Delta T}{T}.$$

Здесь  $\delta R = 2\Delta R$  и  $\delta T = 2\Delta T$  — полные амплитуды колебаний радиуса и температуры звезд ( $\Delta R$  и  $\Delta T$  — собственно полуамплитуды). Иначе, следовательно,

$$\Delta m_b = A_b = 2,17 \frac{\delta R}{R} + 4,35 \frac{\delta T}{T} = \Delta m_R + \Delta m_T.$$

Величина  $\Delta R$  может быть получена интегрированием по кривой лучевых скоростей (см. рис. 48). Зная ее, мы можем вычислить чисто температурные колебания блеска, амплитуды  $\Delta m_T$ , так, как будто колебаний поверхности не наблюдается.

На рис. 47 показаны средние кривые лучевых скоростей долгопериодических цефеид различных периодов (Пейн-Гапошкина; по материалам, полученным на обсерватории Маунт Вилсон, 1951).

Из рисунка ясно, что кривые лучевых скоростей не всегда точно зеркально отражают кривые блеска.

По этим данным получается некоторая зависимость фазы максимальной отрицательной скорости от периода. Подобные соотношения фаз известны уже давно и исследовались неоднократно. Более новые данные были получены Ц. Пейн-Гапошкиной в 1951 г.

Для сравнения на рис. 48 по данным того же автора показаны соотношения амплитуд блеска, лучевой скорости и спектра, с одной стороны, и периода, с другой. Из рисунков видно некоторое соответствие фаз экстремумов кривых и их прогрессивное изменение — такое же, как и изменение амплитуд с изменением периода. Кроме того, из рисунков видно, что период около 10 суток ( $\lg P \approx 1,0$ ) является критическим при изучении целого ряда характеристик. И действительно, выше уже было указано, что около этого периода наблюдаются отклонения и в других более важных и общих характеристиках: кривые блеска становятся симметричными, наблюдаются реальные колебания периодов, разрыв соотношения период — светимость (см. далее) и т. п.

\*) Используется разложение в ряд функций вида  $\frac{1}{1+x}$  и  $\lg(1+x)$  при  $x^2 < 1$  и  $|x| < 1$  соответственно ( $R_m = \bar{R} + \Delta R$ ,  $R_M = \bar{R} - \Delta R$ ;  $T_m = \bar{T} - \Delta T$ ,  $T_M = \bar{T} + \Delta T$ ).



При этом следует иметь в виду, что, в частности, корреляции период — амплитуда блеска, период — амплитуда цвета (или спектра) и т. д. получаются гораздо лучше, практически линейными, если использовать только фотоэлектрические наблюдения. Кроме того, многие соотношения у цефеид оказываются выраженными не очень четко, если аргументом взять  $\lg P$ , но они превращаются в функциональные зависимости, если в качестве аргумента берется точное значение амплитуды блеска.

4. Кривые ускорений на поверхности. Еще в 1934 г. А. Я. Киппер показал, что величину ускорения на поверхности пульсирующей звезды — цефеиды можно вычислять по формуле

$$g = g_{ар} = g_0 \left( 1 + 2 \frac{\Delta R}{R} \right) - \frac{24}{17} \frac{dv_R}{dt} = \\ = g_0 \left( 1 + 2 \frac{\Delta R}{R} \right) - \frac{d^2 R}{dt^2}.$$

Здесь первый член представляет собой поверхностное тяготение  $g_0 = G \frac{m}{R^2}$  и его изменение

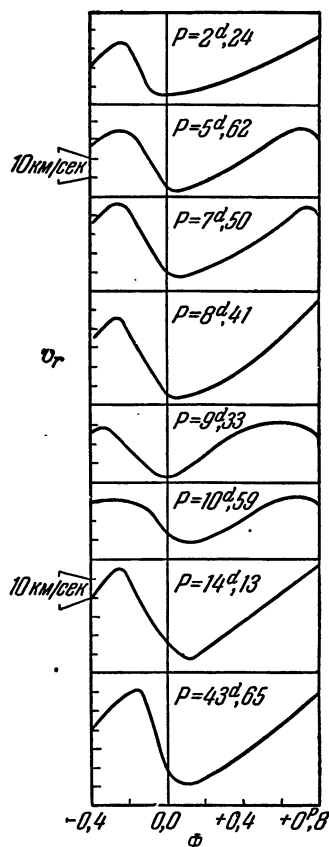


Рис. 47.

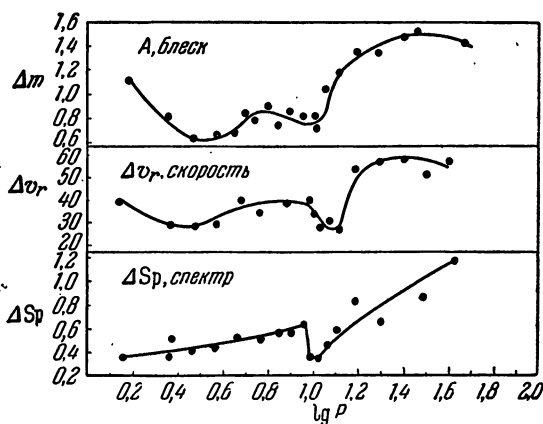


Рис. 48.

за счет изменения размеров звезды. Второй же член включает дополнительное ускорение, вызванное радиальными пульсациями со скоростью  $v = \frac{dR}{dt}$  (при наблюдаемой лучевой скорости  $v_R$ ). Это дополнительное ускорение может быть получено, как было уже указано, численным дифференцированием кривой лучевых скоростей (табл. 7). Изменение  $\frac{24}{17} \frac{dv_R}{dt} = \frac{d^2 R}{dt^2}$  для  $\eta$  Aql, полученное из кривой лучевых скоростей (путем комбинации данных обсерваторий Ликской и Маунт Вилсон) согласно табл. 7, показано на рис. 49.

Дополнительные сведения могут быть получены из наблюдения интенсивностей линий в спектрах цефеид (нейтральные и ионизованные элементы). Действительно, определив степень ионизации, например, в атмосферах  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql по линиям CaI и CaII, мы с известной температурой (строго говоря, ионизационной) определим изменение электронного давления. Далее, приняв некоторую модель атмосферы, мы получим соотношение

между электронным давлением и ускорением на поверхности и, следовательно, по первому вычислим изменение второго.

С другой стороны, из предыдущей формулы мы получим изменение относительного ускорения по отношению к таковому в максимуме блеска, т. е.  $g_M$ , а именно:

$$\frac{g}{g_M} = \left( \frac{R_M}{R} \right)^2 - \frac{1,5 \frac{dv_R}{dt}}{g_M}.$$

Значение  $1,5 \frac{dv_R}{dt}$  получается из кривой лучевых скоростей. Допуская, что согласно теории  $\frac{\Delta R}{R} \approx 0,1$ , и задавшись величиной  $g_M$ , построим семейство кривых

$$\frac{g}{g_M} = f[\Phi] \quad \{\Phi - \text{фаза}\}.$$

Кривая, наилучшим образом удовлетворяющая полученной из наблюдений (по степени ионизации), фиксирует значение  $g_M$ . Результаты показаны на рис. 50 для  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql. Численные значения ускорения для  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql получились равными 20 и 17 см/сек<sup>2</sup>. Динамическое же значение  $(g_M)_d = G \frac{M}{R^2}$  получилось соответственно равным приблизительно (по соотношению масса — светимость для нормальных звезд с нуль-пунктом  $\Delta M_0 = -0^m,5$  по О. А. Мельникову) 300 и 200 см/сек<sup>2</sup> для  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql соответственно. Этот результат не является неожиданным. Известно, что и для нормальных звезд-сверхгигантов ускорение, вычисленное по линиям, получается значительно меньшее, чем динамическое.

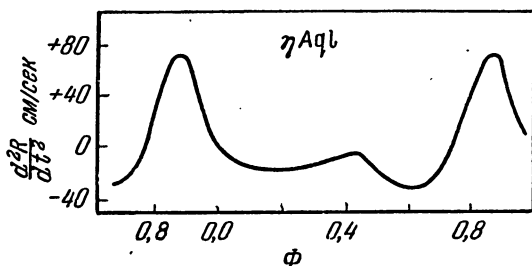


Рис. 49.

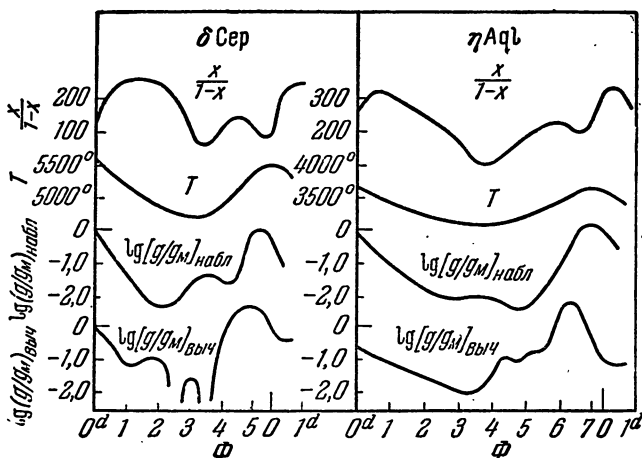


Рис. 50.

О. А. Мельников в 1954 г. на примере А-звезд показал (1954), что в данном случае, наряду с большой протяженностью атмосфер (что снижает

$g = G \frac{M}{(R+H)^2}$ , где  $H$  — толщина атмосферы), существенную роль играет также и световое давление.

Таким образом, значение  $g_M$ , полученное по линиям, является лишь нижним пределом для  $g_d$  (динамического). Кроме того, следует иметь в виду, что применимость соотношения масса — светимость к долгопериодическим, а также и короткопериодическим цефеидам до настоящего времени еще не обоснована результатами наблюдений. Данные спектрофотометрии являются также неоднозначными. Так, например, А. Паннекук (1946) оценил, что  $g$  меньше  $g_d$  в 10 раз. Однако М. Шварцшильд (1948), изучивший этот вопрос на примере  $\eta$  Aql, получил по данным спектрофотометрии, что если профили линий обусловлены крупномасштабной турбуленцией, то  $g = 32 \text{ см/сек}^2$ , если же они альтернативно обусловлены вращением звезды, то  $g = 8 \text{ см/сек}^2$ . Эти два случая различить по данным спектрофотометрии пока не удастся. По данным же соотношения масса — светимость и при  $\Delta M = -1^m,5$   $g_d = 55 \text{ см/сек}^2$  для  $\eta$  Aql (М. Саведов, 1953). Таким образом, различие  $g$  и  $g_d$  постепенно, может быть, для цефеид будет устранено или ослаблено.

Практически для долгопериодических цефеид оказывается, что кривые лучевых скоростей можно представить двумя прямыми для восходящей и нисходящей ветвей. Используя это обстоятельство, О. А. Мельников (1948) получил для масс долгопериодических цефеид неравенство

$$2,1 < \frac{M}{M_{\odot}} < 8,0.$$

В 1955 г. П. П. Паренаго получил также для долгопериодических цефеид, но совершенно другим методом в среднем  $\frac{M}{M_{\odot}} = 6$ .

В связи с этим, а также руководствуясь другими аргументами, П. П. Паренаго отдает предпочтение гипотезе О. А. Мельникова, т. е. гипотезе «о постоянстве масс долгопериодических цефеид». Здесь следует упомянуть очень важный результат, полученный Г. Тиссенем в 1956 г. Он исследовал исключительно интересную двойную систему ВМ Cas, состоящую из сверхгиганта класса А5 (одного из самых абсолютно ярких на небе,  $M = -8^m,4$ ) и долгопериодической цефеиды с  $P = 27^d$  ( $M = -6^m,0$ ). В этом благоприятном случае масса определяется непосредственно. Было получено, что для цефеиды  $\frac{M}{M_{\odot}} = 14,3$ . Значение же массы по соотношению масса — светимость равно 23 или даже 29 (если использовать результат Р. Петри, 1950). Таким образом, соотношение масса — светимость действительно, по-видимому, неприменимо к цефеидам, так как истинные массы оказываются гораздо меньше.

Следует отметить, что дифференциальные смещения линий в спектрах цефеид изучали многие авторы. В. Адамс нашел зависимость этих смещений от потенциалов возбуждения атомов. Остальные же исследователи искали главным образом зависимость дифференциальных смещений линий от высот их возникновения в атмосферах. При этом последние брались по данным затменных наблюдений Солнца, т. е. карликовой звезды, что в данном случае, очевидно, само по себе не обосновано. Кроме того, сами смещения оказывались незначительными. Лучшими, по-видимому, являются результаты, заново опубликованные в последние годы Г. Якобсеном. Однако исследование при больших дисперсиях спектрографов показало на примере  $\eta$  Aql (М. Шварцшильд и другие, 1948), что во многих случаях дифференциальные смещения обусловлены явлением бленд. Измерения сдвига линий FeI и FeII дали одинаковое дифференциальное смещение, равное  $-0,4 \pm 0,6 \text{ км/сек}$ . Между тем совершенно очевидно, что линии нейтральных

и ионизованных атомов одного и того же элемента, но разных потенциалов возбуждения эффективно возникают на разных высотах атмосферы. По мнению автора, это объясняется тем, что плотность в атмосферах исследованных долгопериодических цефеид еще достаточно высока по сравнению с более низкой (критической) для того, чтобы во время своего движения атомы увлекали друг друга. В связи с этим укажем, что и в солнечных протуберанцах практически не удается обнаружить указанных дифференциальных смещений.

Б. В. Кукаркин тщательно пересмотрел этот вопрос и показал, в частности (1936), что в атмосфере  $\delta$ Сер лучевые скорости, определяемые по линиям, возникающим на больших высотах атмосферы, несколько запаздывают по фазе. Амплитуда изменения лучевых скоростей показывает тенденцию, правда в пределах ошибок, к уменьшению в более высоких слоях атмосферы. В общем, и форма кривых лучевых скоростей, полученных по разным линиям, оказывается обычно несколько различной.

Следует также иметь в виду несовпадение фазы максимальной отрицательной лучевой скорости по средней (по всем линиям) кривой с фазой максимума блеска. Более того, это несовпадение коррелируется с периодом, и весьма сложным образом.

В 1949 г. Г. Якобсен, как и В. Адамс в 1940 г., обнаружил в спектре  $\eta$  Aql наличие ярких линий с фиолетовых сторон H и K CaII. Сразу же после этого он заново измерил дифференциальные смещения отдельных линий в ее спектре при дисперсии 20 Å/мм (Виктория, 1950). По этим эмиссионным (блестящим) линиям H и K CaII, по ядру линии поглощения K CaII, по линиям поглощения H и K CaII и по шести другим металлическим линиям в спектре  $\eta$  Aql Якобсен получил скорости звезды по отношению к Солнцу, равные  $-47$ ,  $-46$ ,  $+22$ ,  $-28$ ,  $-34$  и  $-4$  км/сек. Эти линии на спектрограммах имели эквивалентные ширины 0,27; 0,51; 0,28; 10,1; 10,3 и 0,1 Å соответственно. Заметим также, что несколько позднее, а именно в 1952 г., Д. Гранджини и П. Ледо сообщили, что по материалам обсерватории Маунт Вилсон им удалось обнаружить дифференциальные смещения линий в спектрах  $\eta$  Aql (близ фаз  $0^{\text{P}},013$  и  $0^{\text{P}},556$ ) и  $\zeta$  Gem (близ фаз  $0^{\text{P}},017$  и  $0^{\text{P}},55$ ). Эти смещения, по словам авторов, составляют 1,5—2,0 км/сек.

Изложенные «тонкие» явления в кривых лучевых скоростей долгопериодических цефеид, безусловно, заметным образом влияют на вычисленные по ним ускорения  $g$ , что и заставляет относиться к этим расчетам с некоторой осторожностью. Величину эффективного ускорения можно также определить по интенсивностям линий поглощения, в частности, если предположить, что причина уширений этих линий — явление Штарка.

5. Кривые интенсивностей линий. Визуальные оценки интенсивностей линий в спектрах цефеид по щелевым спектрограммам, помимо И. Н. Леман и А. А. Белопольского, делали К. Ф. Огородников ( $\delta$  Сер, 1933), Н. Н. Парийский ( $\eta$  Aql, 1935), Э. Юз (ряд цефеид, 1931) и многие другие. Более точные спектрофотометрические измерения интенсивностей линий в спектрах долгопериодических цефеид были выполнены К. Кригером (1937), О. А. Мельниковым (1939, 1944), Т. Вальравеном (1948), М. Шварцшильдом, Б. Шварцшильд и В. Адамсом (1948); а также многими другими.

В 1944 г. О. А. Мельников обнаружил, что линии в спектрах  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql показывают асимметрию с большим фиолетовым крылом. Эта асимметрия приводит к систематическим ошибкам в лучевых скоростях, особенно при визуальном измерении с помощью микроскоп-микрометра. Ошибки оказываются отрицательными и составляют несколько километров в секунду. Этот результат был подтвержден также автором путем статистического изучения лучевых скоростей долгопериодических цефеид. Последние показали

отрицательный  $K$ -член, величина которого имеет порядок в среднем  $-5$  км/сек.

Эти результаты говорят о возможном процессе истечения атомов из протяженных атмосфер долгопериодических цефеид при сильно уменьшенном значении ускорения на поверхности. Подобное явление объясняет известную трудность, заключающуюся в том, что атмосферы этих цефеид находятся в активном турбулентном (см. ниже) состоянии и поэтому должны были бы нагреваться. Однако атомы, покидающие атмосферу в результате истечения, уносят с собой часть этой избыточной энергии. Наличие истечения для  $\delta$ Сер подтверждается и тем фактом, что, как отметил автор, ее лучевая скорость на несколько километров меньше, чем скорость ее карликового

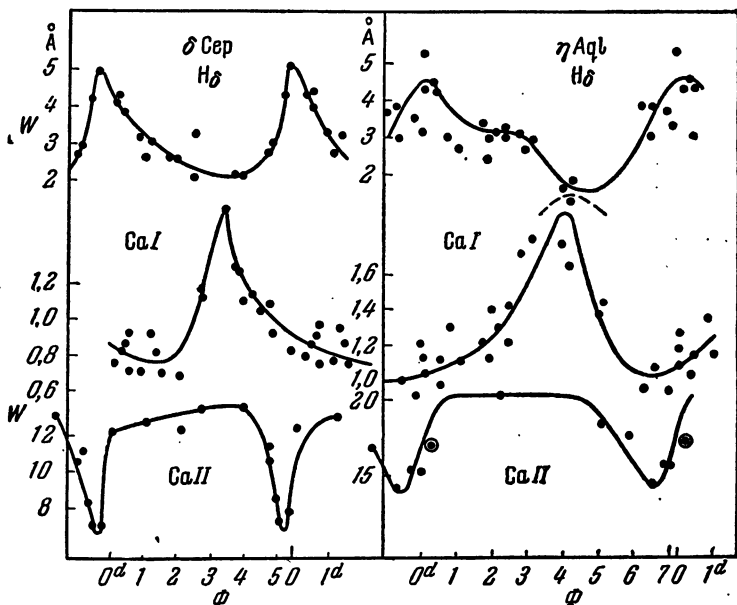


Рис. 51.

физического спутника (класс B8—B9). Скорости, правда только по данным В. Лейтена, составляют  $-16,4$  и  $-11,0$  км/сек для  $\delta$ Сер А и  $\delta$ Сер В соответственно (орбитальная скорость должна быть статистически при угловом расстоянии  $40''$  не более 2 км/сек). Спутник  $\delta$ Сер В имеет величину  $6^m, 01$  и цвет  $C_p = -0^m, 12$  в системе Эггена.

Адамс еще в 1944 г. обнаружил сложную структуру линий в спектре  $\eta$  Aql (наличие отдельных компонентов). По-видимому, эта структура, найденная на спектрограммах Куде, обуславливает, во всяком случае частично, наблюдаемую асимметрию линий. Материал обсерватории Маунт Вилсон по  $\eta$  Aql был изучен в 1952 г. А. ван Хофом и Р. Дейринком, которые нашли, что асимметрия линий изменяется в полном согласии с пульсационной теорией и позволяет даже оценить закон потемнения диска звезды  $\eta$  Aql к краю. Коэффициент потемнения оказался в среднем порядка  $u \approx 0,6$ , или  $\beta \approx 3/2$ , т. е. как и для серого тела. Кроме того, они пришли к интересному выводу о том, что отношение скорости пульсации  $v = \frac{dR}{dt}$  к лучевой скорости  $v_R$

зависит от интенсивностей линий, поэтому множитель для перехода от  $\bar{v}_R$  к  $v$  оказался переменным. Подобные тонкие эффекты позволили им найти рациональное объяснение различию в лучевых скоростях, иначе — в дифференциальных смещениях линий Fe I и Fe II.

О. А. Мельников использовал в 1944 г. спектрограммы  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql с дисперсиями 10 Å/мм (Пулково) и 36 Å/мм (Симеиз). На рис. 51 приведены кривые изменения эквивалентных ширин ряда линий с фазой блеска. В. Адамс, М. Шварцшильд и Б. Шварцшильд изучали (1948) спектрограммы, полученные с более мощным спектрографом Куде с дисперсией 2,9 Å/мм. Они измеряли на регистрограммах в основном «глубины» линий, определяемые как  $\lg D = \lg \frac{I_0}{I_c} = \lg \frac{1}{r_0}$ , где  $I_0$  — интенсивность непрерывного спектра,  $I_c$  — интенсивность в центре линии, а  $r_0$  — относительная центральная интенсивность. Эквивалентные же ширины были определены лишь для избранных линий и фаз. Подробное спектrophотометрическое исследование  $\delta$  Сер по материалам А. Паннекука было выполнено Т. Вальравеном в 1948 г. (трехпризменный спектрограф обсерватории Виктория). Для средней фазы  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql О. А. Мельников построил кривую роста по многочисленным

Таблица 8

| Элемент | Атомный номер | $\delta$ Сер | $\eta$ Aql | Элемент | Атомный номер | $\delta$ Сер | $\eta$ Aql |
|---------|---------------|--------------|------------|---------|---------------|--------------|------------|
|         |               | $\lg N$      | $\lg N$    |         |               | $\lg N$      | $\lg N$    |
| H       | 1             | 25,5         | 30,30      | V       | 23            | 16,92        | 18,65      |
| C       | 6             | (20,85)      | (24,27)    | Cr      | 24            | 16,95        | 18,44      |
| Na      | 11            | 19,39        | 20,97      | Mn      | 25            | 16,65        | 18,13      |
| Mg      | 12            | 18,82        | 20,10      | Fe      | 26            | 18,56        | 20,02      |
| Al      | 13            | 15,90        | 16,87      | Ni      | 28            | 18,17        | 20,49      |
| Ca      | 20            | 17,87        | 18,41      | Sr      | 38            | 14,80        | 15,53      |
| Sc      | 21            | 14,09        | 14,43      | Zr      | 40            | 14,82        | 16,09      |
| Ti      | 22            | 16,98        | 17,75      | Ba      | 56            | 13,86        | 14,51      |

линиям ряда элементов. Эта кривая позволила определить обилие, т. е. относительное содержание, химических элементов в атмосферах  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql. Значения полных чисел атомов в атмосферах  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql в столбе с сечением 1 см<sup>2</sup> приведены в табл. 8. Для сравнения в табл. 9 приведено сопоставление относительного содержания химических элементов в атмосферах цефеид, сверхгиганта и неправильной переменной.

Таблица 9

| Элемент | Звезды и спектры (HD) |                  |                    |            |
|---------|-----------------------|------------------|--------------------|------------|
|         | $\delta$ Сер (сF9)    | $\eta$ Aql (сG0) | $\gamma$ Cyg (сF7) | RCrB (сFp) |
| H       | 100%                  | 100%             | 99%                | 27%        |
| C       | 0,001                 | 0,0001           | 0,5                | 69         |
| Металлы | 0,001                 | 0,0000001        | 0,5                | 4          |

Из таблицы видно, что количество водорода в атмосферах цефеид  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql оказывается аномально большим. Содержание же других элементов в ряде объектов ближе к нормальному. Те же кривые роста обычными методами позволили определить температуры возбуждения  $T_{ex}$  атомов, а также и электронное давление  $P_e$  для средних фаз блеска. Было получено:

а) для  $\delta$  Сер

$$T_{ex} = 5270^\circ \pm 370^\circ,$$

$$P_e = 2,4 \text{ бара};$$

б) для  $\eta$  Aql

$$T_{ex} = 3550^\circ \pm 250^\circ,$$

$$P_e = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ бара.}$$

В последнем случае значение  $P_e$ , безусловно, сильно занижено.

Построение только средней части кривой роста  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql по всем фазам позволило О. А. Мельникову доказать наличие турбулентции в атмосферах этих звезд и определить ее скорости на разных фазах. Результаты показаны на рис. 52.

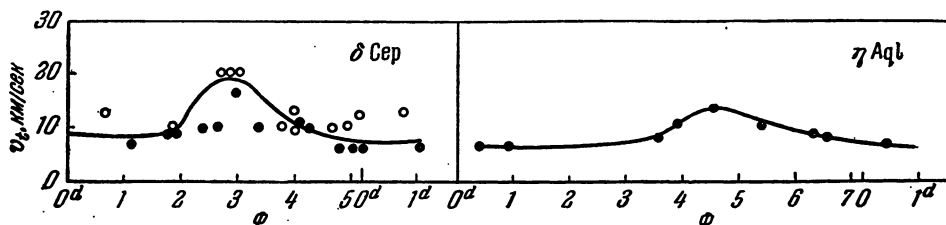


Рис. 52.

Фактически на рисунке нанесена полная скорость  $V = \sqrt{V_{тер}^2 + V_{тур}^2}$  ( $V_{тер}$  — термическая и  $V_{тур}$  — турбулентная скорости движения в атмосфере), однако при температурах цефеид  $V_{тер}$  для линий исследованных элементов имеет порядок всего лишь 1 км/сек (с учетом взвешенных значений), и поэтому  $V \approx V_{тур}$ .

В работе Шварцшильда и других температура возбуждения и электронное давление были получены по изучению глубин линий.

Для температур возбуждения  $\eta$  Aql ими было получено выражение

$$5040 \left( \frac{1}{T_{ex, т}} + \frac{1}{T_{ex, М}} \right) = 0,19.$$

С другой стороны, по спектру cG4 в минимуме блеска эффективная температура  $T_{e, т} = 4800^\circ \text{ К}$  (по шкале эффективных температур Койпера).

Зная же  $T_e$  и  $M_v$ , по формуле, например, Герцшпрунга

$$M_v = 2,3 \left( \frac{14\,300}{T_{e, т}} \right)^{0,93} - 5 \lg R + 53,71$$

получаем  $R_m = 2,58 \cdot 10^{12} \text{ см}$ . В минимуме по кривой лучевых скоростей (фаза  $0^p, 68$ )  $\Delta R = R_m' - \bar{R} = 0,03 \cdot 10^{12}$  и поэтому  $\bar{R} = 2,55 \cdot 10^{12} \text{ см}$ .

В максимуме по той же кривой  $\Delta R = R_M - \bar{R} = -0,16 \cdot 10^{12}$  и поэтому  $R_M = 2,39 \cdot 10^{12}$ . Визуальная абсолютная величина  $\eta$  Aql в максимуме ( $M_v$ ) составляет  $-2^m, 8$ ; отсюда по предыдущей формуле получим  $T_{e, М} = 5760^\circ \text{ К}$ .

С этими двумя значениями получим величину

$$5040 \left( \frac{1}{T_{e, т}} - \frac{1}{T_{e, М}} \right) = 0,17.$$

Это значение практически совпадает с величиной 0,19, полученной по кривой роста для температур возбуждения. Поэтому можно считать, что  $T_{ex, т}$  и  $T_{ex, М}$ , определенные при значении разности 0,19, хорошо представляют амплитуду колебания эффективных температур и, по-видимому, также и ее изменение с фазой блеска (вместо последнего удобнее брать величину  $\Delta\theta = \frac{5040}{T_e}$ ). Чтобы найти абсолютное значение эффективных и, следовательно, ионизационных температур, следует определить абсолютное значение  $T_\odot$ .

Использованные железные линии возникают на Солнце, вероятно, на оптической глубине 0,3, где локальная температура  $T_{0,3,\odot} = 5300^\circ$ . Это значение дает для  $\eta$  Aql на средней части нисходящей ветви  $\Delta\theta = 0$  ионизационную температуру  $5300^\circ$  К. В этой фазе эффективная температура тоже равна  $5300^\circ$  К. Это значение и принято в работе. По первой из формул для  $\lg \frac{X}{X_\odot}$

и линиям FeI определяется  $\alpha$  и  $\Delta\theta^*$ ). По второй с этими значениями по линиям FeII определяется  $\delta$  (в среднем). По известным  $\alpha$ ,  $\delta^*$ ) и  $\Delta\theta$  получаем относительное электронное давление.

Эти наблюдательные данные дают также возможность определения коэффициента непрерывного поглощения  $\kappa$  и отношения обилия водорода к обилию металлов (сокращенно  $\frac{H}{M}$ ).

Непрерывное поглощение в атмосфере  $\eta$  Aql обусловлено, по-видимому, отрицательными ионами  $H^-$ , как и вообще у звезд класса G.

Для обилия водорода по отношению к металлам в атмосфере  $\eta$  Aql было получено значение

$$\frac{H}{M} = 4000.$$

Имеющиеся данные позволяют вычислить также и относительные изменения плотности  $\rho$  в атмосфере  $\eta$  Aql.

На рис. 53 даны изменения величин  $\Delta\theta$ ,  $\frac{P_e}{P_{e\odot}}$ ,  $\lg \kappa$  и  $\lg \rho_m$  для  $\eta$  Aql согласно работе Шварцшильда и других (1948). Из рисунка видно, что максимумы в изменении этих величин приблизительно совпадают с максимумом кривой блеска, минимумы же несколько опережают минимум блеска.

По эквивалентным ширинам ряда линий Fe Шварцшильд и другие построили для  $\eta$  Aql кривую роста. С помощью этой кривой была получена скорость микротурбулентции в ее атмосфере (для средней части нисходящей ветви). Она оказалась равной  $4 \text{ км/сек}$ , что практически совпадает с нашим значением  $6 \text{ км/сек}$  (см. рис. 81). Термическая же скорость

$$V_{\text{тер}} = \sqrt{\frac{2kT}{\mathfrak{M}}} = \sqrt{\frac{2kT}{\mu \mathfrak{M}_1}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} = \frac{9,3}{\sqrt{\mu}} \frac{\text{км}}{\text{сек}},$$

$\mu = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_1}$  — атомный вес \*\*), в принятых единицах он равен 56 для Fe. Таким образом,  $V_{\text{тер}} = 1,2 \text{ км/сек}$ . Следовательно, по этим данным, как

\*) Как и обычно,  $X_0 = 1,5 \cdot 10^{-3} \frac{NHf}{\Delta v_D}$ ;  $\lg \frac{X}{X_\odot} = \alpha + (E_s + 2,43) \Delta\theta$ ;  $\delta = (\chi_i + 0,37) \times \Delta\theta + \frac{5}{2} \lg \frac{T}{T_\odot} - \lg \frac{P_e}{P_{e\odot}}$  ( $E_s$ ,  $\chi_i$  — потенциалы возбуждения и ионизации).

\*\*)  $\mathfrak{M}_1 = \frac{1}{16} \mathfrak{M}_{O^{16}}$  (т. е.  $\frac{1}{16}$  массы наиболее распространенного изотопа кислорода),  $k = \frac{R}{N}$ ,  $\mathfrak{M}_1 = \frac{1}{N}$ .

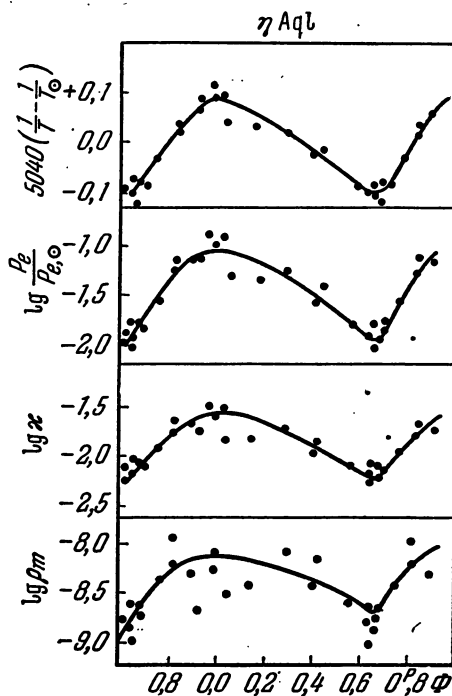


Рис. 53.



и по нашим, полученным на четыре года раньше, в атмосфере  $\eta$  Aql наблюдается значительная микротурбулентция. Последняя искажает эквивалентные ширины линий, увеличивая их заметным образом. Микротурбулентция же, элементы которой гораздо больше, порядка атмосферного слоя, не изменяет существенно эквивалентной ширины линии, но изменяет ее профиль. По профилю линий (среднее по слабым линиям 4440, 4548, 4587, 4602 Å)

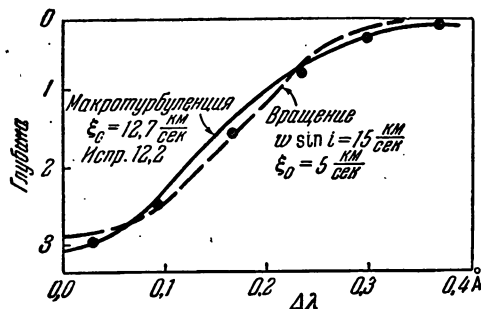


Рис. 54.

Таким образом, в атмосфере  $\eta$  Aql есть как микро-, так и микротурбулентция. К сожалению, последнюю нельзя отделить от возможного наличия радиальной конвекции в атмосфере звезды или же осевого вращения последней. Результат получается только альтернативным. Профиль линий, получающихся в результате осевого вращения с величиной  $\omega \sin i = 15$  км/сек ( $\omega$  — скорость на экваторе,  $i$  — наклонность), показан на рис. 54 пунктиром. Отметим, что этот средний профиль составлен из четырех нормальных, нормированных делением на измеренную глубину и эквивалентную ширину. Здесь следует отметить, что изложенный метод изучения движений в атмосферах звезд в деталях был развит в последние годы в работах О. Струве и Хуана Шоу-шу.

**§ 43. Короткопериодические цефеиды.** Всестороннему изучению короткопериодических цефеид, иначе переменных звезд типа RR Lyr, или Лирид, посвящены немногочисленные исследования. Хорошо изучены только кривые блеска. Другие же физические характеристики изучены сравнительно слабо.

1. **Кривые блеска.** На рис. 55 приведена одна из последних фотоэлектрических кривых блеска короткопериодической цефеиды — звезды RR Lyr — по данным Р. Гарди (1955). На рис. 56 представлены «стандартные» кривые блеска короткопериодических цефеид различных периодов. Эти кривые, как и для долгопериодических цефеид, были получены Б. В. Кукаркиным и П. П. Паренаго. Для сравнения на рисунке приведены две кривые цефеид с периодами более суток. Из известных короткопериодических цефеид самый короткий период имеют звезды SX Phe = HD223065 с  $P = 0^d,055$  (80 минут) и CY Aqr с  $P = 0^d,061$  (88 минут).

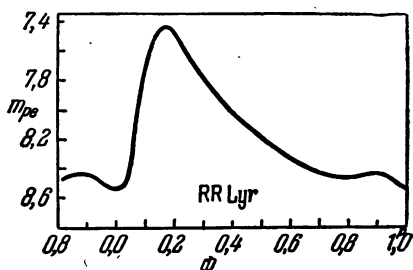


Рис. 55.

Из рис. 56 видно, что кривые блеска короткопериодических цефеид с более короткими периодами сравнительно симметричны. По классификации кривых С. Бэйли они относятся к типу с. Около периодов, превышающих  $0^d,4$ , кривые становятся резко асимметричными (типа а). С дальнейшим увеличением

периода кривые становятся менее асимметричными (тип *b*). Правда, надо заметить, что факт зависимости формы кривых блеска короткопериодических цефеид-Лирид был, как указано выше, обнаружен в 1902 г. Бэйли при изучении переменных в шаровых скоплениях. В этих объектах действительно короткопериодические цефеиды с периодами более 0,5 дня имеют асимметричные кривые блеска (группы *a* и *b* по Бэйли), а с периодами менее 0,5 дня, наоборот, симметричные (группа *c* по Бэйли). Изучая же короткопериодические цефеиды-Лириды в Галактике в направлении на ее центр в области скопления NGC 6522, С. И. Гапошкин обнаружил цефеиды с периодами около 0,4 дня (т. е. типа *c*), но имеющие асимметричные кривые блеска типа *a* и *b*. Таким образом, создавалось впечатление, что цефеиды в направлении на галактический центр имеют особенности, ибо подобного аномального явления для галактического поля обнаружено не было. Однако в 1960 г. Д. Александер с помощью 188-см рефлектора Радклиффской обсерватории провел двухцветную колориметрию указанных цефеид в направлении на галактический центр и при этом обнаружил, что периоды, использованные С. Гапошкиным, недостаточны точны. С правильными периодами обнаруженная им аномалия сглаживается, и зависимость формы кривых блеска Лирид от их периодов оказалась в направлении на галактический центр той же, как и для поля Галактики (гало), а также для шаровых скоплений. Как было указано, группы короткопериодических цефеид *a*, *b*, *c* до некоторой степени аналогичны группам долгопериодических цефеид *A*, *B*, *C*. Однако есть и существенные отличия. В кривых блеска короткопериодических цефеид отсутствует, например, «горб», или вторичная волна, которая является характерным признаком долгопериодических цефеид группы *B* (тип  $\eta$  Aql).

В отличие от долгопериодических цефеид, короткопериодические показывают заметное изменение формы кривых блеска. Звезда AR Her с периодом  $0^d,47$  ( $11^h17^m$ ) периодически, через  $31^d,5$  (т. е. 67 циклов), изменяет свою кривую блеска (Д. Балаж и Л. Детре). То же можно сказать и о RR Lyr, RW Dra, Y Leo, XZ Cyg. Для первой считалось, что кривая изменяется с периодом  $38^d$  (67 циклов). Наиболее точные, непрерывные фотоэлектрические регистрации ее кривой блеска Т. Вальравеном (1949), применившим оригинальную методику, дали для основного периода значение  $P=0^d,5668375$  и для периода изменения формы кривой и максимума блеска  $P_1=72^d,37$ ,  $P_2=41^d,02$ . Фаза максимума при этом колеблется в пределах  $\pm 0^m,02$ . Именно в связи с этим в качестве начальной фазы используется не фаза максимума блеска, а фаза медианного блеска, которая в меньшей степени подвержена подобным колебаниям.

На рис. 57 сплошной линией показано изменение кривой блеска AR Her в течение цикла в  $31^d,5$ . Пунктиром на том же рисунке показана средняя кривая блеска.

В отличие от большинства долгопериодических цефеид, короткопериодические показывают заметные изменения периодов. Например, для RZ Ser в 1898 г. был определен период  $7^h24^m28^s,76$ , но уже в 1901 г. было получено значение  $7^h24^m24^s,78$ . В 1916 г. период был  $7^h24^m29^s,11$ , а в 1923 г.

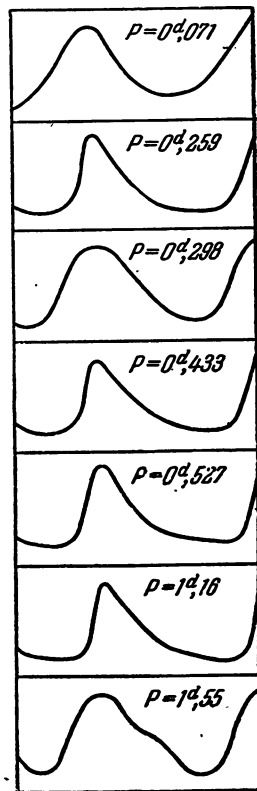


Рис. 56.

7<sup>h</sup> 24<sup>m</sup> 30<sup>s</sup>.95. В последующие годы период долгое время оставался неизменным. Звезда AC And по исследованию Н. Ф. Флоря (1937) оказалась двойной. Каждый из компонентов этой звезды является короткопериодической цефеидой с периодами 0<sup>d</sup>.53 и 0<sup>d</sup>.71 соответственно. Эпохи максимумов блеска короткопериодических цефеид также хорошо представляются формулами с квадратичным членом, что говорит о прогрессивных изменениях их периодов. Однако согласно исследованию В. П. Цесевича, Л. Детре и других этот вопрос представляется в настоящее время еще недостаточно ясным.

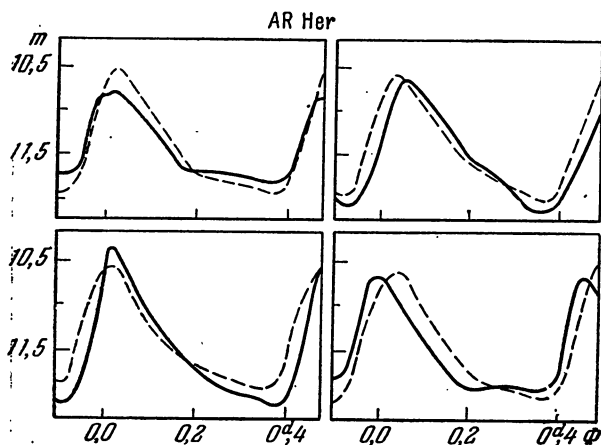


Рис. 57.

Короткопериодические цефеиды в большинстве случаев показывают, по-видимому, медленные и неправильные изменения периодов.

Необходимо также иметь в виду, что, кроме того, всегда могут быть в наличии кумулятивные

ошибки, как это было уже указано ранее в отношении долгопериодических цефеид (Т. Стерне, 1934).

Следует указать, что звезды CY Aqr и UY Boo очень короткого периода имеют резко асимметричные кривые блеска. Считается возможным, что подобная асимметрия различна для звезд, расположенных в разных участках Галактики. Например, она может быть больше вблизи галактического центра. В заключение приводим рис. 58, на котором изображены кривые блеска RR Lyr в разных участках спектра (Р. Гарди, 1955).

2. Кривые спектров у короткопериодических цефеид спектры оказываются более ранними, чем у долгопериодических самого короткого периода. Они изменяются от поздних подклассов В до поздних подклассов F. Кроме того, спектры оказываются и «особенными».

Классификация их по линиям водорода и по металлическим линиям приводит к противоречивым результатам.

Кривая изменения спектра в общем следует за кривой изменения блеска. Более ранний спектр наблюдается в максимуме, а более поздний — в минимуме блеска. Например, для RR Lyr спектральный класс изменяется от A7 до cF4 по водородным линиям (В. В. Морган, 1953), но от A2 до A8 (Г. Мюнх и Л. Тарракас, 1946), от A2 до A8, F1 (О. Струве, А. Блау, 1948) или же от B9,9 до A6,2 (В. Бэкер, 1940) по металлическим линиям.

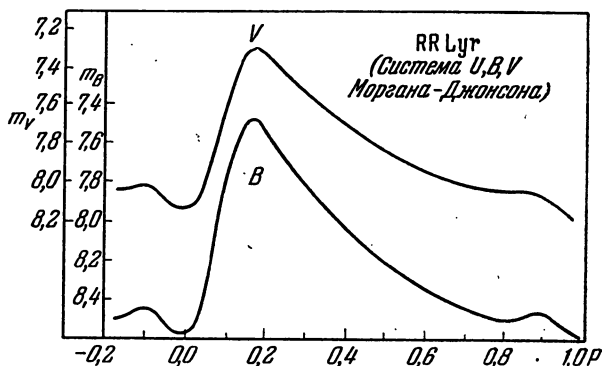


Рис. 58.

По данным шестичетной фотометрии Стеббинса спектральный класс RR Lyr соответствует A7 в максимуме и cF5 в минимуме. В спектре RR Lyr были также обнаружены яркие линии H и KCaII, а также и водородные ( $H_\alpha$ ). Излучение наблюдается вблизи фазы  $+0^p,037$  на восходящей ветви через 22 и 60 мин. после фазы медианного блеска. Вспышка длится в течение 1,4 часа и связана с вторичным периодом звезды. Кроме того, те же линии в начале восходящей ветви расщепляются с более интенсивным длинноволновым компонентом, а в конце — с более интенсивным коротковолновым компонентом.

Массовая классификация спектров короткопериодических цефеид труднее, чем долгопериодических. Наиболее полно она выполнена В. Ивановской в Торунь (1952) по материалам Йеркской обсерватории (19 звезд). Инструментом служил двухпризмный кварцевый спектрограф с камерой Шмидта (дисперсия 170 Å/мм). На спектрограммах хорошо видны линии  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $H_\eta$ , KCaII и др. При этом было впервые установлено, что и для короткопериодических цефеид наблюдается соотношение период — спектр. Более того,

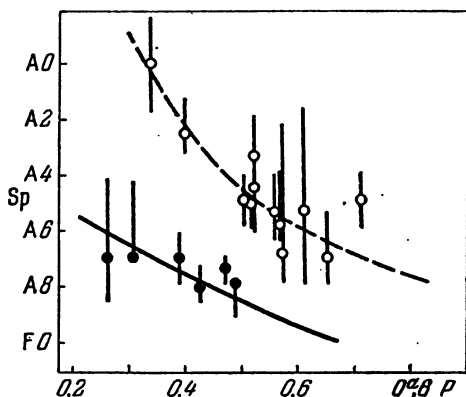


Рис. 59.

это соотношение оказалось двойственным, как это видно на рис. 59 (вертикальные линии показывают амплитуды изменений спектров).

Большинство точек для отдельных звезд ложится на верхнюю кривую, которая соответствует более ранним спектрам; шесть звезд, преимущественно короткого периода, дают значения, попадающие на нижнюю кривую, соответствующую более поздним классам (звезды BC Eri, UZ Leo, TZ Aur, AR Per, RY Com, BB Pup).

Расстояние между кривыми составляет 3—4 подкласса. Любопытно, что все звезды нижней последовательности, за исключением RY Com, лежат ближе к галактической плоскости; за исключением BB Pup, все они имеют меньшие лучевые скорости, чем звезды верхней последовательности. Условно можно считать, что звезды нижней последовательности относятся к группе I, а верхней — к группе II. Ниже дается обоснование этого деления. Последовательность I соответствует звездам более короткого периода ( $0^d,3$ — $0^d,4$ ).

Именно эти звезды, согласно Б. В. Кукаркину, концентрируются сильнее к плоскости Галактики.

В группу I входит упоминавшаяся цефеида с самым коротким периодом SX Phe (HD 223061,  $P=0^d,55=80$  мин.) по О. Эггену (1952).

Как считает В. Ивановская, два вида зависимости изменения спектров короткопериодических цефеид от изменения  $\lg P$  являются продолжением аналогичного явления для долгопериодических цефеид. В двух группах долгопериодических цефеид (I и II) также обнаруживается большая или меньшая концентрация к галактической плоскости.

Долгопериодические цефеиды II группы (тип W Vir) будут рассмотрены в следующем параграфе.

Группы короткопериодических цефеид I и II типа показывают существование различия как в морфологических, так и в физических характеристиках. Звезды группы II беднее водородом и тяжелыми элементами. Непрерывные спектры, балмеровские линии, линии Sc, V, Ti, Eu, Pr и т. д. слабее в I группе. Металлические же линии, наоборот, относительно сильнее.

В общем можно сказать, что короткопериодические цефеиды имеют спектры, похожие на спектры галактических звезд с большими скоростями.

На рис. 60 показаны изменения спектра в системе МКК для RR Lyr (О. Струве, А. Блау, 1948) по двум группам линий: металлическим и H, KCaII (циклы 0—13 и 64—74). Наиболее ранний спектр, как указывалось, соответствует A2 в фазе  $0^P,35$ , а наиболее поздний — A8, F1 в фазе  $0^P, 00$ . Фазы минимальной и максимальной лучевых скоростей равны  $0^P, 40$  и  $0^P,00$  соответственно \*).

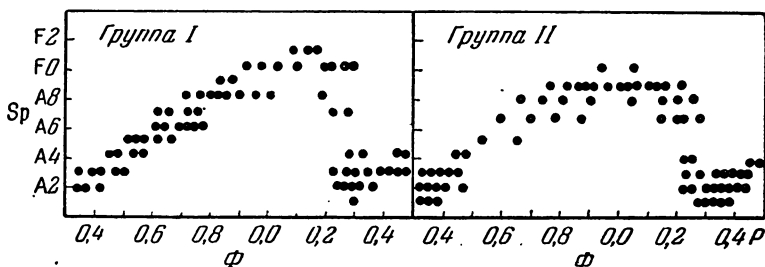


Рис. 60.

3. Кривые лучевых скоростей. Полные кривые лучевых скоростей по всем фазам имеются практически только для RR Lyr и WCVn. Как и для долгопериодических цефеид, они приблизительно являются зеркальным отражением кривых блеска. Согласно О. Струве и А. Блау (1948) кривая скоростей RR Lyr, как и кривая блеска, изменяется с периодом в  $42^d$  (75 циклов). Максимум запаздывания или опережения фазы наибольшей отрицательной лучевой скорости доходит до  $+0^P,024$ , т. е. практически имеет тот же порядок величины, как и фаза максимума блеска. Весьма подробно с большой дисперсией Куде кривая лучевых скоростей RR Lyr была изучена Р. Санфордом в 1939 г. Последний еще в 1928 г. показал, что амплитуда скоростей по линии  $H_\gamma$  получается большей, чем по металлическим линиям. Согласно же его последним исследованиям амплитуда лучевых скоростей по металлическим линиям получается наименьшей, а именно  $59 \text{ км/сек}$ . По водородным линиям  $H_8-H_{12}$  и  $H_\beta, H_\gamma, H_\delta$  амплитуда получается соответственно  $71$  и  $77 \text{ км/сек}$ , по H и KCaII —  $94 \text{ км/сек}$  и по  $H_\alpha$  наибольшей —  $112 \text{ км/сек}$ .

Таким образом, водородные линии показывают большую амплитуду с тенденцией возрастания ее с уменьшением квантового числа линии.

Фаза медианной лучевой скорости RR Lyr изменяется в сравнении с вычисленной по линейной формуле, как и фаза медианного блеска на восходящей ветви по Вальравену. На рис. 61 показаны кривые изменения лучевой скорости по данным Санфорда. Фазы отсчитаны от значения ско-

\*) В самое последнее время обширная работа по определению спектральных классов при умеренной дисперсии ( $430 \text{ Å/мм}$  у  $H_\gamma$ ) около 100 короткопериодических цефеид-Лирид была выполнена Г. Престоном (1959). Короткопериодические цефеиды, как и долгопериодические, показывают: 1) различные спектральных классов по водородным и общим характеристикам (металлическим); 2) с изменением периода заметным образом изменяются только классы спектров в минимуме блеска. Еще более интересным результатом является значительная неоднородность группы короткопериодических цефеид. Хорошей характеристикой является величина  $\Delta S = 10[(\text{Sp H}) - (\text{Sp CaII})]_{\min}$  в функции  $(\text{Sp CaII})$ . Для групп a и b (Бэйли, 1902)  $\Delta S = 0 \div 10$  при  $(\text{Sp CaII})_{\min} = F5 \div A5$ . Для группы c — соответственно  $0 \div 10, F0 \div A0$  и для группы с  $P < 0^d,2$  суток (звезды меньшей светимости с характерным галактическим вращением, промежуточным между вращениями звезд «галло» и звезд «спиралей» Галактики)  $\Delta S = 0 \div 2$  и  $(\text{Sp CaII})_{\min} = F1 \div A5$  (но, как и для предыдущей группы, с большей дисперсией).

рости — 76 км/сек на нисходящей ветви, или же, иначе, от медианной визуальной величины на восходящей ветви. На рис. 61, б, в, г и е пунктиром показаны кривые лучевых скоростей, полученные по металлическим линиям. Поведение кривой лучевой скорости, полученной по линиям H, KCaII и H $\alpha$  (сплошные линии), указывает на то, что атмосферные волны RR Lyr начинают внезапно двигаться наружу с максимальной скоростью расширения в момент максимума блеска. Затем происходит спадание слоев вниз с максимальной скоростью сжатия в момент минимума блеска. Амплитуды скоростей по H- и K-линиям больше, чем по металлическим, что, однако, не согласуется с результатами О. Струве и А. Блау.

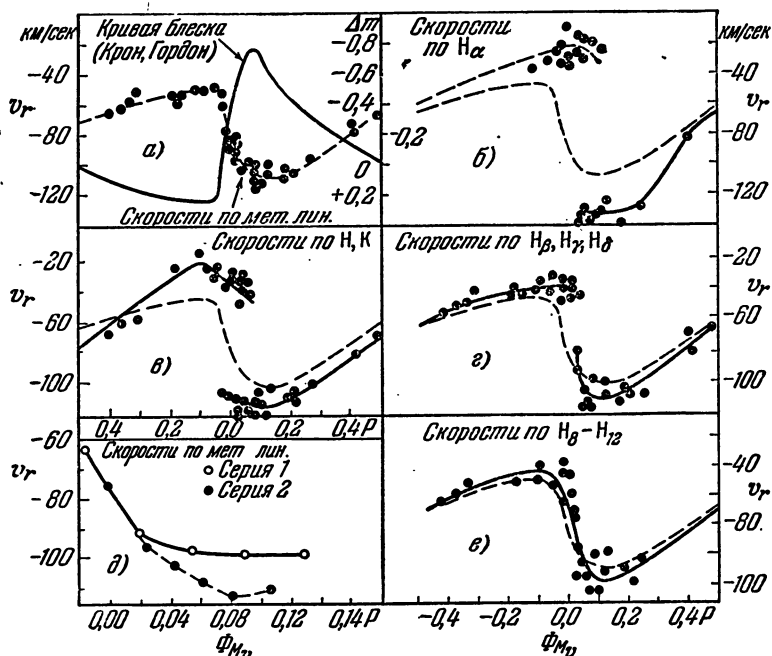


Рис. 61.

На рис. 61, д показана кривая изменения скорости по двум сериям металлических линий (1 и 2), разделенным большим промежутком времени. Видно, что в минимуме скорости получаются различными. Среднее смещение блестящей линии H $\alpha$  в спектре RR Lyr получается равным —99 км/сек. Максимальная разница скорости между дублетами в момент видимости их расщепления равна —76 км/сек.

Таким образом, кривые скорости RR Lyr, а также, вероятно, и ей подобных получаются очень сложными. Однако все же из приведенных кривых скоростей, как и для долгопериодических цефеид, можно вычислить скорость пульсации  $\frac{dR}{dt}$ , а также и изменение радиуса звезды. Кривые приведены на рис. 62 (по Д. Стеббинсу, 1953).

4. Кривые ускорений на поверхности. Ввиду сложного вида кривых лучевых скоростей короткопериодических цефеид и их различия при измерении по разным линиям обычное их численное дифференцирование весьма неопределенно. Неопределенно поэтому и вычисление ускорения на поверхности по тому же методу, как для долгопериодических цефеид. Однако по характеру средних кривых лучевых скоростей можно думать, что вид изменения ускорений должен получаться похожим

на таковой у долгопериодических цефеид. Для RR Lyr ускорения изменяются от 40 до 1000  $\text{см/сек}^2$  (в максимуме).

5. Кривые интенсивностей линий. В этом отношении спектры короткопериодических цефеид изучены сравнительно мало. Более

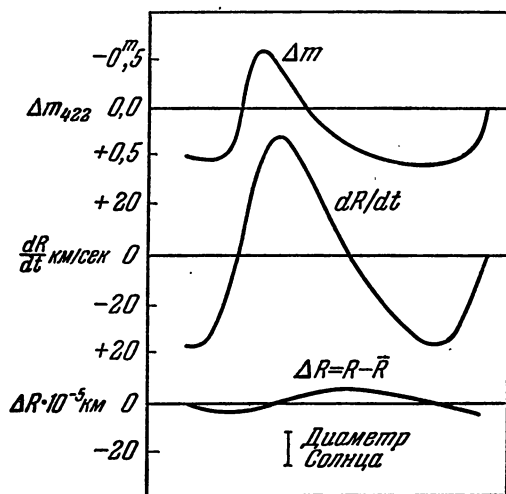


Рис. 62.

до  $0^P,020$  со средней эпохой  $-0^P,006$ , т. е. очень близко к фазе медианной величины на восходящей ветви кривой блеска. Но для этих величин разные наблюдатели в разные периоды и циклы получают несколько различные значения.

Фаза раздвоения линии поглощения  $H_\alpha$  следует сразу же за фазой появления линии  $H_\alpha$  в излучении. Вполне возможно, как предполагают, что эта линия излучения постепенно (по фазе) передвигается в центр линии поглощения  $H_\alpha$  и создает впечатление о ее раздвоении. Помимо линий водорода, в спектре RR Lyr наблюдаются линии  $Cl$ ,  $FeI$ ,  $TiII$ ,  $VII$ ,  $SrII$ ,  $CaI$ ,  $CaII$ ,  $MgII$ ,  $SiII$  и другие. В общем, в спектре RR Lyr линии водорода несколько ослаблены. В то же время у звезд с  $P < 0^d,4$  те же линии, по-видимому, имеют нормальную интенсивность (CY Aqr,  $P = 0^d,06$ ) в максимуме. В минимуме блеска они несколько слабее относительно тех же линий  $Ca II$  и металлических.

Наиболее полное количественное спектрофотометрическое исследование спектра RR Lyr (по материалам О. Струве, дисперсия 40  $\text{\AA/мм}$ ) было выполнено Г. Пелс-Клуйвер в 1954 г. Использовался метод анализа, изложенный нами вкратце в предыдущем параграфе в связи с анализом спектра  $\eta$  Aql. Была построена кривая роста по нейтральным (31 линия) и ионизованным (31 линия) элементам в отдельности.

По кривой роста была определена турбулентия скоростей, равная в среднем 5,4  $\text{км/сек}$ . Путем вычислений определено изменение температуры возбуждения (от 5250 до 6560° K) и ионизации (от 6960 до 7950° K), а также

подробно с этой точки зрения исследован спектр RR Lyr. На рис. 63 показаны записи ее спектра в области  $H_\alpha$ .

Хорошо видно, что у некоторых фаз линии действительно раздвоены. Согласно М. Саведову (1952), линии показывают асимметрию, и притом различную в максимуме и минимуме блеска. Это явление как бы доказывает, по мнению последнего, наличие пульсаций у RR Lyr.

В общем спектре изменения у RR Lyr и, по-видимому, вообще у короткопериодических цефеид не очень велики. Наиболее заметные изменения наблюдаются в бленде двух линий  $FeI$  4482,2. Излучение с коротковолновой стороны  $H_\alpha$  наблюдается в фазе от  $0^P,016$

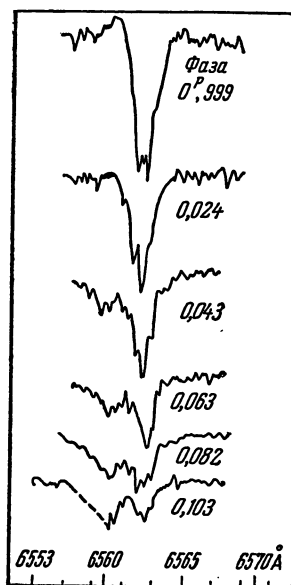


Рис. 63.

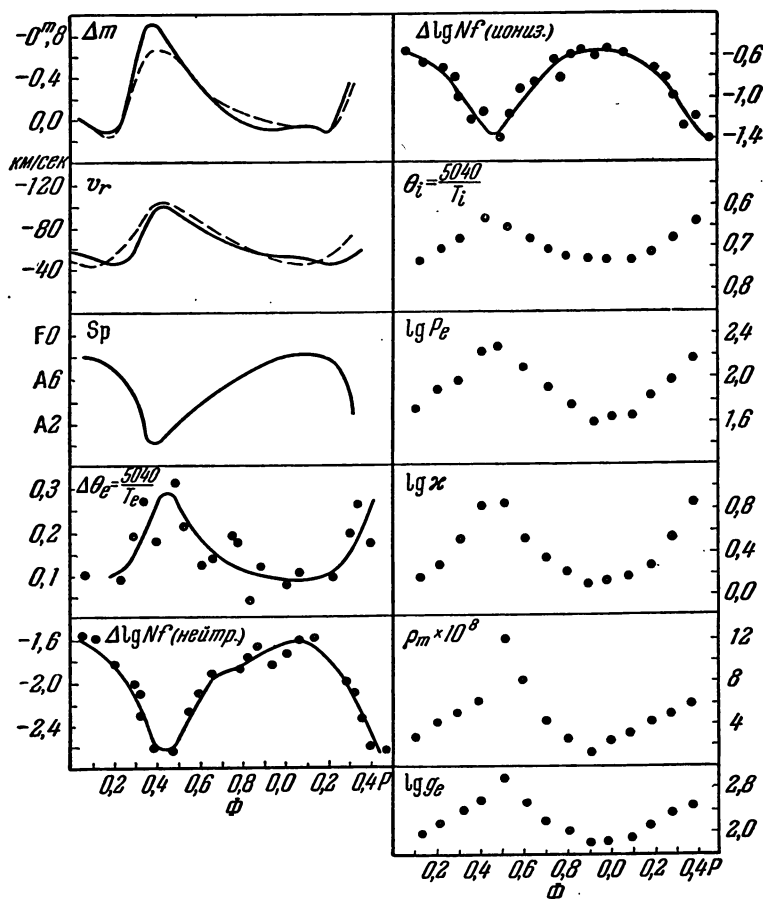


Рис. 64.

Таблица 10

| Звезда                         | η Aql                                          | δ Cep                                          | S Sge                                         | T Vul                                         | RR Lyr                                  |
|--------------------------------|------------------------------------------------|------------------------------------------------|-----------------------------------------------|-----------------------------------------------|-----------------------------------------|
| Данные                         |                                                |                                                |                                               |                                               |                                         |
| P (дни)                        | 7 <sup>d</sup> , 176678                        | 5 <sup>d</sup> , 366306                        | 8 <sup>d</sup> , 382172                       | 4 <sup>d</sup> , 435578                       | 0 <sup>d</sup> , 566837!                |
| $m_M, m_m$                     | 3,69—4 <sup>m</sup> , 40                       | 3,78—4 <sup>m</sup> , 63                       | 5,8—7 <sup>m</sup> , 0                        | 5,87—6 <sup>m</sup> , 75                      | 7,1—8 <sup>m</sup> , 0                  |
| $\Delta V$ (км/сек)            | 30                                             | 20                                             | 18                                            | 17                                            | 30                                      |
| Sp (HD)                        | F6—G4                                          | F5—G2                                          | cF3—cG3                                       | cA9—cG1                                       | A2—F0                                   |
| $\bar{M}_v$                    | —2 <sup>m</sup> , 7                            | —3 <sup>m</sup> , 7                            | —                                             | —                                             | —0 <sup>m</sup> , 4                     |
| $\bar{M}$ (e)                  | 1,35 · 10 <sup>34</sup>                        | 1,78 · 10 <sup>34</sup>                        | —                                             | —                                             | 0,646 · 10 <sup>34</sup>                |
| $\bar{R}$ (см)                 | 2,55 · 10 <sup>12</sup>                        | 3,82 · 10 <sup>12</sup>                        | —                                             | —                                             | 0,457 · 10 <sup>12</sup>                |
| $V_{\text{турб}}$ (км/сек)     | 4,0                                            | 5,0                                            | 7,5                                           | 6,2                                           | 5,4                                     |
| $\Delta\theta_e = 5040/T_{ex}$ | 0,21                                           | 0,10                                           | 0,11                                          | 0,06                                          | 0,19                                    |
| $\Delta\theta_i = 5040/T_i$    | —                                              | 0,17                                           | —                                             | —                                             | 0,09                                    |
| $\Delta \lg P_e$               | 1,14                                           | 1,05                                           | 0,4                                           | 0,4                                           | 0,7                                     |
| Дисперсия (А/мм)               | 2,9                                            | 10                                             | 29                                            | 29                                            | 40                                      |
| Число спектров                 | 20                                             | 13 (10)                                        | 28                                            | 28                                            | 67                                      |
| Автор и источник               | М. Шварц-шилль и др.,<br>ApJ 108,<br>207, 1948 | Т. Вальра-вен, Publ.<br>Amst. Inst.<br>8, 1948 | Р. Люст-Кулька,<br>Z. f. Ap.<br>33, 211, 1954 | Р. Люст-Кулька,<br>Z. f. Ap. 33,<br>211, 1954 | Г. А. Пелс-Клуйвер,<br>BAN 453,<br>1954 |



и среднее электронное давление, плотность, ускорение на поверхности и т. д. Кривые изменения этих величин, вместе с кривыми блеска и лучевой скорости (для двух фаз циклического периода  $P_0$ ), показаны на рис. 64.

В табл. 10 приведены сравнительные данные для ряда долгопериодических цефеид и для RR Lyr. Спектр RR Lyr характеризуется, в общем, тем, что линии слабее в максимуме блеска (спектр A2), чем в минимуме (A8, F1), что вполне закономерно. То же наблюдается и у долгопериодических цефеид.

§ 44. Звезды типа W Девы. Детальное изучение долгопериодических цефеид, в частности звезд типа W Девы, показало, что их можно выделить в особую группу. Многие характеристики этих звезд значительно отличаются от характеристик обычных долгопериодических цефеид. Последние условно обозначаются цифрой I, а звезды типа W Vir — цифрой II. Звезды типа W Vir во многом похожи на короткопериодические цефеиды, хотя и имеют значительно более поздние спектры. Действительно, в их спектрах наблюдаются линии излучения и раздвоение линий, что приводит к скачкообразным изменениям лучевой скорости.

I группа долгопериодических цефеид характеризуется периодами от 1 до 50 дней, изменением кривой блеска и спектра с  $P$ , большой концентрацией к галактической плоскости, небольшими пекулярными движениями и др.

II группа долгопериодических цефеид (звезды типа W Vir и TW Cap) является совершенно особой и фактически удовлетворяет лишь некоторым или даже одному критерию из перечисленных для группы I. Кривые блеска цефеид II группы сильно отличаются от средних для этого периода в группе I. Цефеиды II группы в виде исключения встречаются в шаровых скоплениях. Эти цефеиды располагаются в более высоких галактических широтах, на больших расстояниях от галактической плоскости. Они, как правило, имеют в спектрах линии излучения. Большинство из них обладает большими пекулярными скоростями. Например, скорость W Vir практически такая же, как и у быстро движущихся звезд в Галактике вообще. Для цефеид II группы пока сравнительно хорошо изучены только кривые блеска.

Среди известных цефеид с периодами 1—50 суток несколько десятков расположено на расстояниях более 500 парсек от галактической плоскости. Их периоды имеют значение от 2,21 до 28<sup>d</sup>,58. Однако большинство этих звезд имеет периоды от 15 до 20 суток. Это напоминает распределение по периодам звезд-цефеид в шаровых скоплениях, а не в Галактике. Большинство этих звезд имеет переменные периоды, большие пекулярные скорости и особенные кривые блеска. На рис. 65 приведены фотографическая кривая блеска W Vir (по С. Гапошкину), кривая лучевых скоростей (по А. Джою) и кривая спектра (по Ц. Пейн-Гапошкиной). Для последней кружками обозначены спектры поглощения, а точками — спектры с наличием эмиссионных линий. Кривая скоростей, показанная на рисунке, является сглаженной средней кривой. Истинная картина изменения скорости, полученная Санфордом (1952) по измерениям с большой дисперсией Куде, приведена на рис. 66 и показывает результат обнаруженного для W Vir раздвоения и расширения линий на разных фазах.

Для сравнения на том же рисунке показана фотоэлектрическая кривая блеска по наблюдениям Крона и Гордон. Раздвоение линий у W Vir наблюдается вблизи фазы максимума блеска (Санфорд, 1952). Во время этой фазы один из компонентов линий еще показывает большую скорость расширения атмосферы ( $\approx -25$  км/сек). Затем эти компоненты линий смещаются в сторону красного конца спектра (до величины, соответствующей максимальной скорости сжатия порядка  $+25$  км/сек) и не исчезают в максимуме, а продолжают развиваться некоторое время после максимума блеска. В то же

время еще до максимума блеска появляется снова первый компонент, имеющий наибольшую скорость расширения, и т. д.

Таким образом, две последовательности скоростей и соответствующие компоненты линий начинаются незадолго до максимума блеска W Vir. Первый, длинноволновый компонент внезапно исчезает вскоре после максимума, а второй — коротковолновый — развивается до следующего максимума блеска и становится длинноволновым. Он затем также исчезает — вскоре после максимума блеска. Второй компонент вновь появляется незадолго до последнего максимума в виде коротковолнового (скорость по лучу зрения относительно центра тяжести системы отрицательна, что соответствует расширению) и развивается снова до следующего максимума. На рисунке показаны также горизонтальные интервалы фаз видимости чисто

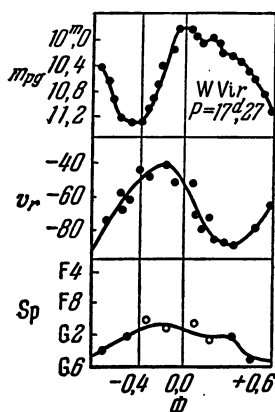


Рис. 65.

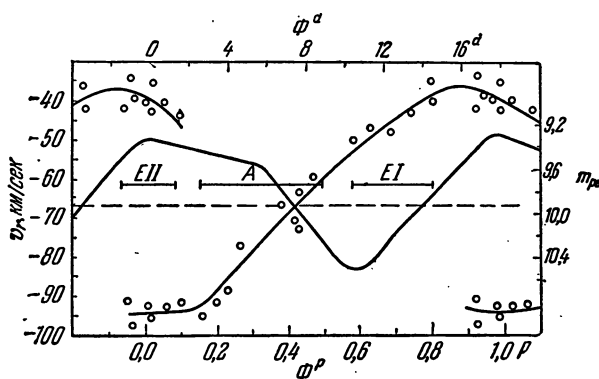


Рис. 66.

абсорбционного единичного спектра (A), единичного абсорбционного спектра с блестящими водородными линиями (EI) и двойного абсорбционного спектра с блестящими водородными линиями (EII). Важно то, что раздваивающиеся в спектре W Vir линии 4077 и 4215 Å SrII и некоторые интенсивные линии TiII расширены и смещены наиболее сильно и в спектрах других цефеид вблизи максимума блеска (Г. С. Якобсен, 1949). Возможно, однако, что это явление лишь кажущееся и обусловлено большим блендированием спектральных линий из-за небрежного применения спектрографов с низкими дисперсиями, ибо соответствующие звезды слабы. Для доказательства наиболее подходящими являются самые яркие цефеиды, доступные спектрографированию с большой дисперсией. Попытки обнаружить расширение и смещение линий у SV Vul ( $P=45^d.21$ ) как будто были успешны.

Отметим, что если в спектрах ряда звезд типа W Vir не наблюдаются линии излучения водорода, то линии поглощения того же элемента оказываются очень слабыми, например, у звезды V 410 Sgr.

Звезды типа W Vir имеют большие лучевые скорости, что уже указывалось выше. Их пекулярные движения также велики. Обычно наблюдается и то и другое.

Некоторые из звезд-цефеид с характеристиками W Vir расположены в областях, близких к галактической плоскости, например SZ Mon ( $P=16^d.38$ ). Ее кривая блеска является необычной, линии же водорода слабые или даже с эмиссией. То же можно сказать и о звезде BH Oph с  $P=11^d.05$ . В ее спектре линии водорода слабы (но кривая блеска известна плохо). Следует упомянуть звезды UZ Sct ( $P=14^d.75$ ; линии водорода также слабы, кривые же блеска являются нормальными по форме, но имеют малую

амплитуду), AA Ser ( $P=17^d,16$ ; линии водорода слабы, и, возможно, имеется след эмиссии; кривая блеска еще недостаточно известна).

На группу звезд II типа указала в 1951 г. Ц. Пейн-Гапошкина. Эти звезды расположены близко к галактической плоскости. Ряд авторов высказывает предположение, что звезды  $\gamma$  Pav ( $9^d,1$ ),  $\gamma$  Oph ( $17^d,1$ ) и AA Ser ( $17^d,2$ ), являются промежуточными между I и II типами населения.

§ 45. Звезды типа  $\beta$  Большого Пса. Эти звезды хотя и не являются цефеидами, но по некоторым характеристикам напоминают последние. Кроме того, сейчас можно считать доказанным, что механизм переменности у обоих типов звезд один и тот же — возможно, пульсационный. Звезды типа  $\beta$  CMa относятся к ранним спектральным подклассам B, но иногда к A или даже F0. Они показывают быстрые, обычно периодические колебания лучевой скорости с периодом от 0,1 до 0,4 суток. Это явление было обнаружено Э. Фростом (1902) в Йеркской обсерватории у звезды  $\beta$  Ser ( $P=4^h34^m,2$  и  $\Delta v_R=34$  км/сек).

В некоторых случаях колебания лучевой скорости могут быть представлены линейной формулой (например, для  $\beta$  Ser), но иногда этого сделать не удастся (12 Lac и другие). Кривая лучевых скоростей часто оказывается переменной по форме, амплитуде, а также и фазе. Колебания блеска хотя и очень незначительные ( $0,05-0^m,15$ ), но почти всегда находятся в фазе близкой к лучевой скорости и имеют тот же период. Для  $\beta$  Ser эти колебания были обнаружены фотоэлектрически П. Гутником в 1913 г. в Берлин-Бабельсбергской обсерватории. До этого открытия предполагалось, что звезды типа  $\beta$  CMa являются спектрально-двойными звездами с небольшой наклонностью плоскости орбиты.

В случае  $\beta$  Ser максимальный блеск лишь на  $0,14-0^p,17$  опережает момент максимальной отрицательной лучевой скорости. Возможно, что к группе звезд типа  $\beta$  CMa может быть отнесена и звезда  $\alpha$  Lyr, у которой А. А. Белопольский в 1930 г. обнаружил колебания лучевой скорости. Позднее было обнаружено, что блеск ее также переменный и «зеркально» отражает колебания скорости.

Ширины линий поглощения у звезд типа  $\beta$  Ser и их интенсивность слегка переменны по фазе. Наблюдается изменение элемента  $\gamma$  — скорости «центра тяжести» системы ( $\beta$  Ser, 12 Lac). Интегрирование кривых лучевой скорости показывает небольшие изменения радиуса — порядка  $5 \cdot 10^9$  см. Для цефеид это изменение обычно на 2 порядка больше.

Изучение дифференциальных смещений линий в спектре  $\beta$  CMa, произведенное О. Струве и А. ван Хофом (1953), показало, что эти смещения различны для линий с разными потенциалами возбуждения. То же явление обнаружено и у 16 Lac.

Кривые скоростей по водородным и другим линиям поглощения (OII, SiII и др.) похожи, но смещены одна относительно другой (первая опережает вторую). То же самое было найдено и у BW Vul (HD 199140),  $\sigma$  Sco и 12 DDLac. Однако это явление наблюдалось только на нисходящей ветви кривых скоростей.

На рис. 67 показаны кривые блеска и лучевой скорости звезды  $\beta$  CMa, относящейся к типу  $\sigma$  Sco (О. Струве, А. Вильямс). Из рисунка видно, что эти кривые действительно напоминают соответствующие кривые для цефеид. Однако соотношение фаз оказывается несколько другим и ближе к тому, которое необходимо для большего согласия с пульсационной теорией. Последнее, по мнению автора, обусловлено меньшей протяженностью атмосфер звезд типа  $\beta$  CMa по сравнению с цефеидами. Подобно цефеидам, звезды типа  $\beta$  CMa удовлетворяют соотношению период — спектр, что недавно было установлено Д. Макнамара (1953). Данные приведены в табл. 11 (в системе

Таблица 11

| Звезда             | Абсолютная величина | Спектр (МКК)      | Период                   |
|--------------------|---------------------|-------------------|--------------------------|
| $\beta$ CMA        | $-4^m,7$            | B1 II—III         | $0^d,25002246$ $6^h00^m$ |
| $\sigma$ Sco       | $-4,3$              | B1 III            | $0,246835$ $5\ 55$       |
| $\xi^1$ CMA        | $-4,2$              | B1 III—IV, B2 III | $0,2096$ $5\ 02$         |
| BW Vul (HD 199140) | $-4,1$              | B2 III            | $0,201028$ $4\ 49$       |
| 12DD Lac           | $-4,1$              | B2 III            | $0,193089$ $4\ 38$       |
| $\beta$ Ser        | $-4,1$              | B2 III            | $0,1904844$ $4\ 34$      |
| $\nu$ Eri          | $-4,1$              | B2 III            | $0,1735089$ $4\ 10$      |
| 16 Lac             | $-3,3$              | B2 IV             | $0,16917$ $4\ 04$        |
| $\delta$ Cet       | $-3,3$              | B2 IV             | $0,16122$ $3\ 52$        |
| $\gamma$ Peg       | $-3,0$              | B2,5 IV           | $0,1517$ $3\ 38$         |

МКК). Оказалось, что для этих звезд, в противоположность цефеидам, больший период соответствует более ранним спектрам.

Соотношение период — спектр для звезд типа  $\beta$  CMA с периодом меньше 5 часов подтверждено зависимостью период — цвет, обнаруженной для них в 1955 г. Макнамара и Вильямсом.

Это соотношение в ликсовой системе  $B-V$  имеет вид: для истинного цвета  $(B-V)_0 = CI_0 = -0^m,143 - 0,653 P^d$ . В тех случаях, когда в колебаниях звезд типа  $\beta$  CMA есть две волны, в табл. 11 дана все же только одна главная (например, у  $\beta$  CMA,  $\sigma$  Sco, 12 DD Lac,  $\beta$  Ser и  $\nu$  Eri).

В результате работ О. Струве и его учеников удалось выделить десять звезд типа  $\beta$  CMA (все они приведены в табл. 11) и отсеять все сомнительные случаи. Кроме того, именно их работы показали, что звезды типа  $\beta$  CMA, вероятнее всего, являются пульсирующими. Это, в частности, было подтвер-

ждено изменением цвета BW Vul (HD 199140), обнаруженным в 1952—1953 гг., а также  $\beta$  Ser. Звезды типа  $\beta$  CMA немного краснее в минимуме и голубее в максимуме блеска. Например, у 12 Lac температура в минимуме на  $1000^\circ$  K ниже, чем в максимуме. Как и у цефеид, у звезд типа  $\beta$  CMA, например у  $\beta$  Ser, наблюдается отставание фазы максимума и минимума блеска при переходе от ультрафиолетовой области спектра к инфракрасной.

В 1918 г. Ф. Анрото заметил, что в спектре  $\beta$  Ser интенсивности линий изменяются с периодом  $6^h2^m$ , что не согласуется с периодом изменения лучевой скорости.

В спектре BW Vul линии  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  усиливаются к минимуму блеска, что является результатом уменьшения температуры.

Согласно Макнамара (1953), а также А. Блау и М. Саведову (1954) для звезд типа  $\beta$  CMA, как и для цефеид, справедливо соотношение период — абсолютная величина. Для 10 звезд табл. 11 оно схематически представлено на рис. 68. Абсолютные величины были получены по линиям в спектре, а также по движениям ряда звезд. Большие периоды соответствуют, как и для цефеид, большим абсолютным величинам. Р. Петри в 1954 г. получил:  $M_v = +0^m,4 \div 18^m,1 \lg P$ .

Весьма важным явлением в некоторых звездах типа  $\beta$  CMA является наложение двух периодов колебаний (пульсаций) и, как следствие, возник-

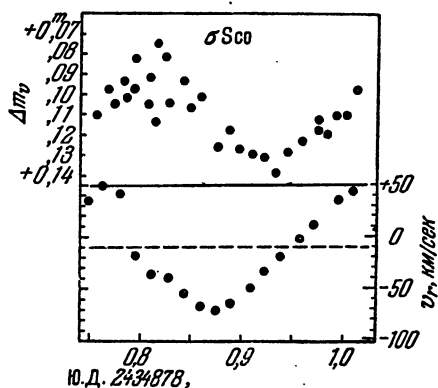


Рис. 67.

новение циклических изменений. Это наблюдается у пяти из десяти звезд группы  $\beta$  СМа, которые приведены в табл. 11. Различие периодов, например, у  $\beta$  СМа составляет всего лишь две минуты, в результате чего, однако, наблюдается результирующий период (цикл) в 49 суток. Для звезды  $\gamma$  Ег1 главный период составляет  $4^h10^m$  с изменением лучевой скорости на 49,0 км/сек. Второй же период соответствует  $4^h16^m$  с изменением скорости на 22,0 км/сек. Результирующий период «биений» равен примерно 7 суткам и имеет амплитуду скорости 71,0 км/сек. Кривая же блеска показывает амплитуды  $\Delta m_1 = 0^m,114$ ,  $\Delta m_2 = 0^m,067$  или полную амплитуду  $\Delta m = 0^m,181$  при минимальной в  $0^m,047$ . Но циклы кривой блеска слегка смещены: максимум блеска наблюдается тогда, когда скорость равна нулю (на нисходящей ветви каждого цикла скорости). Отношение амплитуд скоростей  $\frac{(2K_2)}{(2K_1)}$  равно отношению амплитуд блеска  $\frac{\Delta m_2}{\Delta m_1}$ .

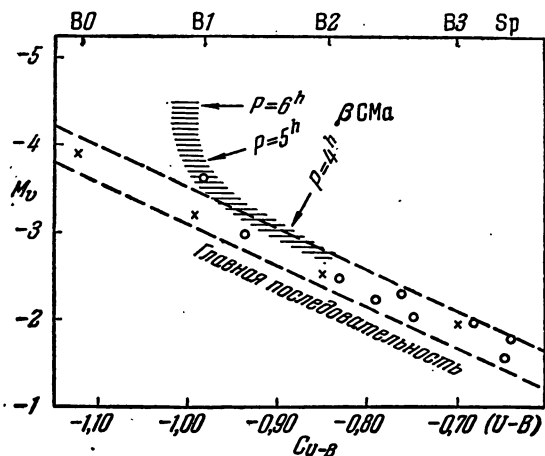


Рис. 68.

Приведенные здесь результаты и рисунки заимствованы из обзора проблемы О. Струве (1955), где, в частности, приведена и корреляция  $2K$  и  $\Delta m$ .

Если, как и для цефеид, для звезд типа  $\beta$  СМа построить кривые изменения поверхности (интегрированием кривой лучевых скоростей) и вычесть соответствующую амплитуду блеска

$\Delta m_R$  из полной кривой блеска, то получится кривая блеска (амплитуда), обусловленная только температурными изменениями  $\Delta m_{T,\lambda}$  (ибо  $\Delta m_\lambda = \Delta m_{T,\lambda} + \Delta m_R$ ). Соответствующие кривые блеска для всех длин волн получаются в одной и той же фазе. Амплитуды этих кривых соответствуют в среднем температуре порядка 23 000° К. При этом было получено, что  $R - \bar{R} = 5,24 \cdot 10^4$  км = 0,075  $R_\odot$ . Принято, что амплитуда изменения кривой поверхности [т. е.  $\Delta m_R = f(t)$ ] составляет  $0^m,036$ . Для последнего необходимо, чтобы  $\bar{R}$  был равен 9,0  $R_\odot$ . Тогда при  $T = 23\,000^\circ$  К  $M_v = -4^m,2$  для  $\beta$  Сер. По В. Моргану и Ф. Кинану (1951)  $M_v = -4^m,1$  по виду линий в спектре.

В единицах Солнца  $M_{pv} = M_\odot - 5 \lg \bar{R} + j$ , где  $j$  — поверхностная яркость в звездных величинах ( $M_\odot = +4^m,73$ ,  $T_{e,\odot} = 5700^\circ$  К,  $T = 23\,000^\circ$  К,  $\lambda = 5400$  Å), поэтому  $\lg j = -4^m,21$ . Согласно  $M$ , вычисленных из соображений пульсационной гипотезы и определенных непосредственно, говорит отчасти о правильности основных положений и выводов гипотезы. Однако подобное согласие получается далеко не для всех звезд, особенно в случае наличия двух периодов. У некоторых из них наблюдается «горб», или остановка на восходящей ветви кривой блеска или на нисходящей ветви кривой лучевых скоростей. Лишь при небольшой дисперсии это явление незаметно и линии представляются только более диффузными. При большей же дисперсии наблюдаются три компонента линии, но одновременно видимы только два.

Моменты раздвоения по Дейчу показаны на рис. 69 вертикальными стрелками. Из рисунка видно, что кривая скоростей звезды BW Vul имеет скачки. Разделенные компоненты линий изменяются по интенсив-

ности и очень быстро. Компонент, смещенный в длинноволновый конец спектра, исчезает при фазе  $0^P,697$ , а коротковолновый (промежуточный) компонент появляется около фазы  $0^P,674$ , достигает максимальной интенсивности около  $0^P,709$  и погасает около фазы  $0^P,740$ . При фазе  $0^P,713$  появляется еще более коротковолновый компонент, который прогрессивно увеличивается в интенсивности и одновременно смещается в длинноволновый конец, указывая этим на положительную скорость, т. е. соответствует восходящей ветви кривой лучевых скоростей.

Линии в спектре 12 DD Лас тоже раздваиваются, например, SiIII и скорости изменяются подобным же образом, т. е. скачками. То же наблюдается и у  $\sigma$  Sco. В спектрах всех этих трех звезд наблюдается одинаковое отношение интенсивностей линий H и He к интенсивностям линий SiIII и OII, но первые отстают по фазе на несколько минут.

Мы видим, что явление переменности у звезд типа  $\beta$  CMa является сложным и в деталях не может быть объяснено в рамках какой-либо одной из существующих теорий.

В заключение этого параграфа заметим, что к последовательности переменных звезд типа  $\beta$  CMa, цефеид и W Vir примыкают полу-

правильные переменные звезды типа RV Tau и некоторые другие. Эти звезды характеризуются чередованием глубоких и мелких минимумов блеска с периодами от двух десятков до сотен суток и со спектрами классов G, K. Эти объекты как бы связывают периодические переменные звезды — цефеиды — с долгопериодическими переменными звездами.

**§ 46. Общие характеристики системы переменных звезд-цефеид. 1. Распределение цефеид по небу.** Распределение долгопериодических и короткопериодических цефеид по галактической широте весьма своеобразно. Долгопериодические цефеиды сильно концентрируются к галактической плоскости, короткопериодические же, наоборот, распределены в Галактике по всем широтам. Поэтому, а также по ряду других соображений, в частности кинематических, всю систему цефеид разделили на две группы, что уже отчасти было выше указано. Группу I, по аналогии с населенностью галактик вообще по В. Бааде, относят к населению I типа, а группу II — к населению II типа. Б. В. Кукаркин и П. П. Паренаго ввели деление групп звезд на «плоскую составляющую» (примерно соответствует типу I) и «сферическую составляющую» (примерно соответствует типу II). Существуют также и различные промежуточные системы. Население I типа характеризуется тем, что в нем присутствует также в большом количестве и межзвездное вещество (спирали Галактики). Для населения же II типа, наоборот (эллиптические туманности, «короны» спиральных галактик, шаровые скопления и т. д.), это почти не наблюдается. Редкие группы долгопериодических цефеид типа W Vir, имеющих средние периоды от 1 до 50 суток, но с максимумом в области периодов от 15 до 20 суток и расположенных в высоких галактических широтах, относят ко II типу населения, или к сферической составляющей Галактики. Некоторые короткопериодические цефеиды относятся по своим морфологическим признакам к группе I. Большинство же таких цефеид относится к группе II, как большинство долгопериодических — к группе I.

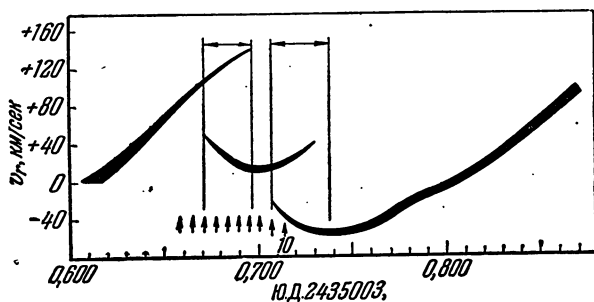


Рис. 69.

Звезды типа W Vir, наряду с короткопериодическими цефеидами, входят в состав шаровых скоплений. Наиболее яркие из них наблюдались спектрально А. Джоем (M3) в 1949 г. В их спектрах (у звезд того же периода, как и у W Vir) были обнаружены блестящие линии. Подобные же долгопериодические звезды-цефеиды, также наряду с короткопериодическими, встречаются в Малом Магеллановом Облаке, состоящем в основном из населения II типа. С другой стороны, в Большом Магеллановом Облаке, состоящем в основном из населения I типа, были обнаружены (М. Дартайе и Д. Десси, 1952) короткопериодические цефеиды с периодами 0,647, 0,747 и 0<sup>d</sup>,913, относящиеся к населению I типа (по соотношению период — светимость, см. ниже). Эти звезды ярче на 1<sup>m</sup>,6, чем короткопериодические цефеиды сферической составляющей, входящей в шаровые скопления, и Магеллановы Облака.

Отметим, что короткопериодические цефеиды, как и шаровые скопления, концентрируются по долготе к галактическому центру. Именно это, а также и их сходные движения заставляли в свое время думать, что короткопериодические цефеиды когда-то были потеряны шаровыми скоплениями.

2. Пространственная плотность цефеид. Первая работа по детальному изучению распределения цефеид по  $z$ -координате была проделана П. П. Паренаго и Н. Б. Григорьевой в 1937 г. Позднее, в 1949 г., тот же вопрос весьма полно изучил Б. В. Кукаркин. Он определил логарифмы числа цефеид на единицу объема, или, иначе, логарифм пространственной плотности  $\lg N$ .

Для короткопериодических \*) цефеид было получено

$$\lg N = \lg N_0 + (\text{mod}) k |\bar{z}| = 7,289 - 0,000219 |\bar{z}| \\ \pm 0,125 \pm 0,000016$$

(здесь  $z$  — в парсеках) и для долгопериодических

$$\lg N = 1,835 - 0,00991 |\bar{z}| \\ \pm 0,079 \pm 0,00058.$$

Таким образом, экспоненциальный закон падения плотности для цефеид хорошо удовлетворяет наблюдениям.

Следует отметить, что при статистическом изучении цефеид необходимо учитывать неодинаковую вероятность обнаружения цефеид, имеющих разные амплитуды, видимые величины, расположенные в темных и светлых областях Галактики и т. д. В пределах долгот 235—0—55° (т. е. на  $\pm 90^\circ$  от центра Галактики), например, долгопериодических цефеид оказывается 290, а на долготах 55—235° ( $\pm 90^\circ$  от антицентра) их всего 173. И это даже несмотря на то, что в этих долготах Галактика гораздо прозрачнее, чем в областях, соседних с галактическим центром. Таким образом, с переходом от долгот галактического центра к таковым в области антицентра плотность долгопериодических цефеид оказывается меньшей. Наблюдаются и другие тонкие эффекты. Например, С. ван ден Берг в 1959 г. обнаружил, что долгопериодические цефеиды короткого, 2—3-дневного, периода в среднем расположены по расстоянию от галактического ядра дальше (10—12  $kpc$ ), чем долгопериодические цефеиды более длинного, 7—8-дневного, периода. Ван ден Берг склонен приписать это явление локальной разнице в скорости образования двух упомянутых групп долгопериодических цефеид. Это в свою очередь может быть обусловлено изменением относительного обилия тяжелых элементов в межзвездном газе с удалением от галактического ядра на

\*) За единицу объема принят объем пространства, занятый короткопериодическими цефеидами медианной видимой фотографической величины 10<sup>m</sup> (от 9,5 до 10<sup>m</sup>,5). Аналогичным образом единица объема определяется и для долгопериодических цефеид.

большие расстояния. Естественно, что это верно только в том случае, если цефеиды образуются из вещества газового компонента Галактики. Интересно, что обнаруженное в Галактике тонкое явление, упомянутое выше, по-видимому, наблюдается и в Магеллановых Облаках.

3. Распределение цефеид по периодам. Распределение цефеид по периодам для долгопериодических и короткопериодических цефеид различно. Кроме того, оно несколько различно для «свободных» (в Галактике) и «связанных» (в шаровых скоплениях, Магеллановых Облаках и т. д.) цефеид по терминологии и результатам Б. В. Куаркина (1949). Короткопериодические цефеиды относительно слабее долгопериодических, и их еще не удалось найти в спиральных галактик. Но в эллиптических галактиках, например в Скульпторе и в Печи, они были найдены (В. Бааде, Э. Хабл, 1939). Можно уверенно сказать, что, как и в ядре Галактики, в ядрах спиралей будут в дальнейшем найдены короткопериодические цефеиды (Бааде, 1946).

В табл. 12 и 13 по данным Б. В. Куаркина (1949) приведено численное распределение цефеид по периодам (буквами обозначены:  $N_c$  — «свободные», одиночные цефеиды,  $N_{ш}$  — цефеиды в шаровых скоплениях и  $N_{mmo}$  — в Малом Магеллановом Облаке).

Распределение частот периодов  $N_c$  и  $N_{ш}$  в табл. 12, т. е. для короткопериодических цефеид, существенно различно, хотя средние значения  $\lg \bar{P}$  практически и совпадают. Наблюдается избыток  $N_c$  в области  $\lg \bar{P}$  от  $-0,3$  до  $-0,4$  и избыток  $N_{ш}$  в области  $\lg \bar{P}$  от  $-0,4$  до  $-0,55$ .

Кроме того, в частотах  $N_{ш}$  заметен вторичный максимум (П. Н. Хлопов, 1944). В шаровых скоплениях нет или еще не найдено цефеид с периодами меньше  $0^d,25$ . Однако последнее отчасти может быть связано с техникой наблюдения. Различия, указанные выше, согласуются и с тонкими различиями кривых блеска свободных и связанных цефеид при их союстве в грубых признаках.

В распределении по периодам  $N_{ш}$  по последним данным каталога Э. Сойер (781 звезда) обнаруживается минимум около  $0^d,45$ .

Частотные кривые табл. 13 также отличаются друг от друга, и не только в деталях. Кривая  $N_c$  имеет два минимума около  $\lg \bar{P} = 0,75$  и  $1,2$ . Кроме того, значение  $\lg \bar{P}$  для галактических долгопериодических цефеид составляет  $0,866$ , а в Малом Магеллановом Облаке  $0,625$ . Это различие нельзя целиком объяснить различиями видимости (в частности, вероятность открытия цефеид более длинного периода больше, потому что их светимость по соотношению период — светимость больше, так же как и амплитуды блеска и т. д.). Однако

Таблица 12

| $\lg \bar{P}$ | $N_c=N$ | $N_{ш}$ | $\lg \bar{P}$ | $N_c=N$ | $N_{ш}$ |
|---------------|---------|---------|---------------|---------|---------|
| -1,225        | 1       | 0       | -0,575        | 10      | 6       |
| -1,175        | 1       | 1       | -0,525        | 27      | 23      |
| -1,125        | 1       | 0       | -0,475        | 43      | 32      |
| -1,075        | 2       | 0       | -0,425        | 61      | 59      |
| -1,025        | 0       | 0       | -0,375        | 115     | 24      |
| -0,975        | 4       | 0       | -0,325        | 307     | 669     |
| -0,925        | 3       | 0       | -0,275        | 314     | 156     |
| -0,875        | 3       | 0       | -0,225        | 308     | 145     |
| -0,825        | 1       | 0       | -0,175        | 128     | 73      |
| -0,775        | 2       | 0       | -0,125        | 37      | 21      |
| -0,725        | 3       | 0       | -0,075        | 8       | 8       |
| -0,675        | 3       | 0       | -0,025        | 2       | 2       |
| -0,625        | 3       | 9       | +0,025        | 2       | 0       |

Таблица 13

| $\lg \bar{P}$ | $N_c=N$ | $N_{mmo}$ | $\lg \bar{P}$ | $N_c=N$ | $N_{mmo}$ |
|---------------|---------|-----------|---------------|---------|-----------|
| 0,050         | 6       | 5         | 1,150         | 44      | 23        |
| 0,150         | 7       | 37        | 1,250         | 31      | 16        |
| 0,250         | 8       | 67        | 1,350         | 22      | 7         |
| 0,350         | 13      | 59        | 1,450         | 15      | 9         |
| 0,450         | 19      | 90        | 1,550         | 11      | 9         |
| 0,550         | 45      | 69        | 1,650         | 4       | 2         |
| 0,650         | 57      | 53        | 1,750         | 0       | 0         |
| 0,750         | 64      | 34        | 1,850         | 1       | 3         |
| 0,850         | 55      | 33        | 1,950         | 0       | 1         |
| 0,950         | 26      | 24        | 2,000         | 0       | 2         |
| 1,050         | 35      | 21        | —             |         |           |



после учета сказанного значение  $\overline{\lg P}$  для свободных галактических цефеид получается равным 0,606, т. е. значительно ближе к таковому в Малом Магеллановом Облаке. Формы кривых блеска цефеид в Галактике, в Малом и Большом Магеллановых Облаках, в спиральных туманностях  $M\ 31$  и  $M\ 33$  сравнительно близки друг к другу, но в шаровых скоплениях существенно различаются.

Необходимо отметить, что недавно А. Теккерей и А. Весселинк впервые (1953) обнаружили в шаровых скоплениях NGC 121 Малого и NGC 1466, 1978 Большого Магеллановых Облаков короткопериодические цефеиды со средними величинами  $18^m,6$ ,  $18^m,7$  и  $18^m,7$  (3, 21 и 22 звезды соответственно).

4. Д в и ж е н и я ц е ф е и д. Групповые скорости подсистемы короткопериодических цефеид  $V_0$  согласно П. П. Паренаго (1948) равны  $150 \pm 30$  км/сек. Дисперсии же скоростей  $\theta = \pm 100$  км/сек. О. Струве, обработавший в 1950 г. лучевые скорости короткопериодических цефеид А. Джоя, получил данные о средних скоростях по периодам, приведенные в табл. 14 и 15.

Таблица 14

| Интервал $P$      | $N$ | $\bar{P}$ | Средняя скорость $ v  \pm$ средн. ош., км/сек |
|-------------------|-----|-----------|-----------------------------------------------|
| $< 0^d,20$        | 7   | 0,12      | $44 \pm 15,7$                                 |
| $0^d,20 - 0^d,30$ | 9   | 0,26      | 42 10,5                                       |
| $0,30 - 0,40$     | 17  | 0,34      | 62 11,5                                       |
| $0,40 - 0,50$     | 35  | 0,45      | 78 15,8                                       |
| $0,50 - 0,60$     | 43  | 0,55      | 110 15,5                                      |
| $0,60 - 0,70$     | 16  | 0,64      | 120 26,9                                      |
| $0,70$            | 6   | 0,95      | 80 32,7                                       |

Таблица 15

| Интервал $P$      | $N$ | $\bar{P}$ | Солнечное движение (скорость) $V_{\odot}$ , км/сек |
|-------------------|-----|-----------|----------------------------------------------------|
| $< 0^d,40$        | 30  | 0,27      | 57                                                 |
| $0^d,40 - 0^d,50$ | 27  | 0,45      | 156                                                |
| $0,50 - 0,60$     | 34  | 0,55      | 200                                                |
| $0,60$            | 15  | 0,68      | 233                                                |

Как отмечает О. Струве, эти данные подтверждают мысль Б. В. Кукаркина о том, что периодические звезды образуют свои подсистемы, характеризующиеся своим особым галактическим вращением. С 1945 г. средние собственные движения короткопериодических цефеид изучены наиболее полно Е. Д. Павловской (1953). Приняв скорость Солнца  $V_{\odot} = 134$  км/сек и среднюю «подвижность» звезд  $\theta = |V| = 67$  км/сек, она получила средние параллаксы короткопериодических цефеид:

$$\bar{p}_v = 0'',00080 \pm 0'',00008,$$

$$\bar{p}_\tau = 0'',00123 \pm 0'',00016.$$

Движения долгопериодических цефеид были исследованы в деталях О. А. Мельниковым (1944) по лучевым скоростям, полученным А. Джоем.

В табл. 16 приведены средние результаты. При вычислении был принят отрицательный нуль-пункт зависимости период — светимость по О. А. Мельникову ( $\Delta M_0 = -0^m,5$ ).

Мы видим, что «подвижность» долгопериодических цефеид практически не зависит от периода, что отличает их от короткопериодических цефеид. В то же время хорошо известно из сведений о нормальных звездах, что подвижность звезд в Галактике увеличивается с уменьшением массы, и наоборот.

В упомянутом исследовании системы долгопериодических цефеид автор получил постоянную галактического вращения  $A$ , равную  $17,2$  км/сек/кпс,

Таблица 16

| $\overline{\lg P}$ | Средняя скорость $ v  \pm$ сред. ош., км/сек | $N$ |
|--------------------|----------------------------------------------|-----|
| 0,68               | $11 \pm 1$                                   | 39  |
| 0,92               | $12 \pm 1$                                   | 34  |
| 1,28               | $13 \pm 1$                                   | 22  |

зависимость  $K$ -члена (оказавшегося отрицательным) от периода в форме  $K = +1,8 - 9,1 \lg P$ , а также скорость Солнца. Данные приведены в табл. 17. В среднем из этой таблицы получается  $V_{\odot} = 18,4 \pm 1,4$  км/сек. П. П. Паренаго спустя 4 года (1948) получил  $V_{\odot} = 18,6$  км/сек. Скорость Солнца оказалась зависящей от периода, как видно из табл. 17.

Анализ собственных движений, произведенный А. Блау и В. Морганом (1954), привел к очень точным движениям 18 долгопериодических цефеид. Был получен средний вековой параллакс  $0",0120 \pm 0",002$ , что с принятой скоростью Солнца в 18,4 (Мельников, 1944) или 18,6 км/сек (Паренаго, 1948) дает обычный параллакс  $0",00310$  или же  $0",00305 \pm 0",00058$ .

Но следует иметь в виду, что собственные движения, особенно долгопериодических цефеид, в сильной степени отражают систематические ошибки принятой фундаментальной системы.

Долгопериодические цефеиды типа W Vir относятся, как и большинство короткопериодических, ко II типу. Они движутся быстрее, поэтому и их собственные движения более реальны. Их средние остаточные скорости равны 40 км/сек (Б. В. Кукаркин), т. е. в 4 раза больше, чем у долгопериодических цефеид I типа.

Звезд типа  $\beta$  CMa известно еще мало для того, чтобы производить статистический анализ их движений.

5. Соотношение период — спектр. Для отдельных групп цефеид мы уже останавливались на этом вопросе выше. Поэтому здесь мы приведем лишь сводную кривую по П. П. Паренаго (рис. 70).



Рис. 70.

Таблица 17

| $\lg r^*$            | 0,45  | 1,08  | 1,68  | 2,79  |
|----------------------|-------|-------|-------|-------|
| $V_{\odot}$ , км/сек | 12,2  | 20,8  | 14,6  | 27,6  |
| $K$ , км/сек         | - 2,9 | - 1,3 | - 9,2 | -16,1 |

\*) Здесь  $\lg r (nc) = f(\lg P)$ .

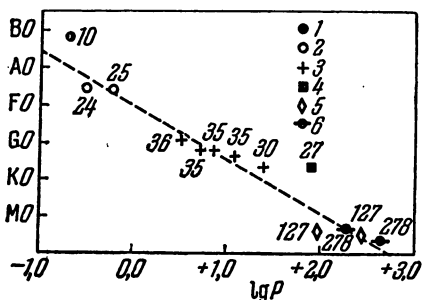


Рис. 71.

Из этого рисунка видно, что звезды, входящие в сферическую составляющую Галактики (II типа), обозначенные светлыми кружками, имеют более ранние спектральные классы (для того же периода), чем звезды-цефеиды плоской составляющей (I тип). На рис. 71 мы приводим соотношение период — спектр для всей так называемой «большой последовательности» переменных звезд по Б. В. Кукаркину (1948) с добавлением результатов по звездам  $\beta$  CMa (Макнамара, 1953) (цифрами обозначены: 1 —  $\beta$  CMa, 2 — короткопериодические цефеиды, 3 — долгопериодические цефеиды, 4' — RV Tau, 5 — полуправильные переменные, 6 — O Ceti).

Отметим, что долгопериодические цефеиды II типа (W Vir) показывают те же характеристики, что и аналогичные по периоду звезды в шаровых скоплениях, например № 154 (M3), однако их характеристики совершенно отлич-

ны от характеристик классических долгопериодических цефеид того же периода, но относящихся к I типу.

6. Соотношение период — плотность. Это соотношение представляется весьма важным. Именно оно позволяет сравнивать результаты наблюдений с теорией, определять согласие вычисленных и наблюдавшихся периодов цефеид. Соотношению период — плотность удовлетворяют цефеиды всех типов. Это соотношение следует из теории и из совершенно общих соображений (см. ниже). Оно записывается в виде

$$P \sqrt{\bar{\varrho}} = \text{const.}$$

Так как

$$\varrho \sim \frac{M}{R^3},$$

то

$$\frac{\bar{\varrho}}{\varrho_{\odot}} = \frac{M/M_{\odot}}{(R/R_{\odot})^3}$$

и

$$\lg \frac{\bar{\varrho}}{\varrho_{\odot}} = \lg \frac{M}{M_{\odot}} - 3 \lg \frac{R}{R_{\odot}}.$$

Но

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left( \frac{R}{R_{\odot}} \right)^2 \left( \frac{T}{T_{\odot}} \right)^4$$

и

$$M - M_{\odot} = -5 \lg \frac{R}{R_{\odot}} - 10 \lg \frac{T}{T_{\odot}}.$$

Поэтому

$$\lg \frac{\bar{\varrho}}{\varrho_{\odot}} = \lg \frac{M}{M_{\odot}} + 0,6 (M - M_{\odot}) + 6 \lg \frac{T}{T_{\odot}}.$$

Следовательно, окончательно получим:

$$\lg \sqrt{\frac{\bar{\varrho}}{\varrho_{\odot}}} = \frac{1}{2} \lg \frac{M}{M_{\odot}} + 0,3 (M - M_{\odot}).$$

Вычисление этой величины для разных периодов может быть сделано при двух следующих гипотезах:

а)  $\frac{M}{M_{\odot}} = \left( \frac{L}{L_{\odot}} \right)^{\frac{1}{n}} = f(P)$ , т. е. при гипотезе применимости соотношения масса — светимость А. Эддингтона, установленной для нормальных звезд (1926), но не доказанной для цефеид, и

б)  $\frac{M}{M_{\odot}} = \text{const.}$ , т. е. при гипотезе независимости массы от периода (О. А. Мельников, 1948).

Трудность вычисления соотношения период — плотность заключается в том, что нам необходимо знать полные светимости, т. е. болометрические —  $L_b$  или  $M_b$ . Обычно они получаются из визуальных величин  $M_v$  с помощью болометрической поправки  $\Delta M_b = -B. C. = M_v - M_b$ , которая в свою очередь вычисляется по формуле Планка или берется из данных теории непрерывных спектров, что в обоих случаях ненадежно. Облегчающим обстоятельством является то, что для спектральных классов, близких к G, болометрическая поправка достигает минимума и болометрические вели-

чины могут быть заменены визуальными, но только, конечно, не для крайних спектральных классов цефеид (А или К).

Основываясь на гипотезе а), сделали вычисления М. Гюссов (1927) и Ц. Пейн-Гапошкина (1930). Последняя получила  $P \sqrt{\frac{\bar{q}}{q_{\odot}}} = c = 0,12$  ( $P$  — в сутках). То же соотношение изучали З. Копал (1939), В. Бэкер (1940), Н. А. Козырев (1951), Р. Крафт (1953) и другие. Согласно двум последним при принятых нуль-пунктах кривой период — светимость  $\Delta M_0 = 0^m,0$  и  $-1^m,5$ .  $P \sqrt{\frac{\bar{q}}{q_{\odot}}} = 0,075$  и  $0,05$  соответственно.

Считая справедливой гипотезу б), О. А. Мельников получил (1948) неравенство (с его поправкой нуль-пункта  $\Delta M_0 = -0^m,5$ )

$$0,049 < P \sqrt{\frac{\bar{q}}{q_{\odot}}} < 0,093.$$

Зависимость  $P$  от  $\sqrt{\frac{\bar{q}}{q_{\odot}}}$  согласно ре-

зультатам ряда авторов графически представлена на рис. 72. Приведены данные по Пейн-Гапошкиной и Гапошкину (1943) для  $\Delta M_0 = 0^m,0$  и для  $\Delta M_0 = -1^m,5$  по Р. Крафту, а также и по О. А. Мельникову для  $\Delta M_0 = -0^m,5$ . Последний получил при гипотезе постоянной массы

$$\lg \bar{q} = \text{const} - 2,02 \lg P.$$

Эта гипотеза нашла свое подтверждение в работе П. П. Паренаго (1955), а Г. Тиссен в 1956 г., кроме того, доказал неприменимость обычного соотношения масса — светимость к цефеидам, что уже было указано выше. Из рис. 72 видно, что обе гипотезы альтернативно удовлетворяют соотношению  $P \sqrt{\bar{q}} = \text{const}$ , но с различной постоянной.

Теоретические расчеты А. Б. Северного (1948) дали следующие пределы для  $P \sqrt{\frac{\bar{q}}{q_{\odot}}} = c$ :

$$0,050 < P \sqrt{\frac{\bar{q}}{q_{\odot}}} < 0,088.$$

Для стандартной модели с отношением теплоемкостей  $\gamma = \frac{5}{3}$  постоянная  $c$  равна 0,0425. Границы, полученные А. Б. Северным, соответствуют, с одной стороны, звезде с ничтожной примесью тяжелых элементов и, с другой стороны, звезде с большой примесью этих элементов. Мы видим из предыдущего неравенства, что в его границы вполне укладывается постоянная, определенная нами, Крафтом и другими.

Для первой гипотезы массы обычно берутся по соотношению масса — светимость в форме Койпера (1939) или же лучше в форме П. П. Паренаго и А. Г. Масевич (1951) для звезд с большой светимостью (от  $-1^m$  до  $-7^m$ ). Однако следует иметь в виду, что это соотношение для подобных абсолютно ярких звезд было проверено лишь по нескольким спектрально-двойным звездам и поэтому весьма мало обосновано, а его безоговорочное и бездоказательное применение к цефеидам вообще сомнительно, особенно если учесть

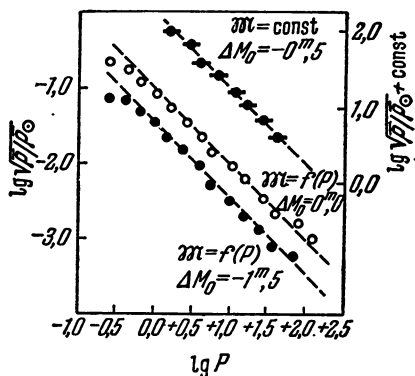


Рис. 72.

результат Г. Тиссена (1956) для ВМ Cas. В этой системе соотношение масса — светимость, по-видимому, нарушается.

3. Копал в 1939 г. произвел перерасчет величины  $P\sqrt{Q}$  для 88 долгопериодических и 30 короткопериодических цефеид. Он обнаружил, что эта величина, вычисленная из наблюдений, имеет большое рассеяние. Он показал, что это обусловлено ее связью со спектральным классом, которую он обнаружил. На рис. 73 представлены эти результаты.

Мы видим, что между короткопериодическими и долгопериодическими цефеидами наблюдается разрыв, обусловленный разрывом для них в соотношении период — спектр.

Величина  $P\sqrt{Q}$  была заново подсчитана также и для короткопериодических цефеид в скоплении М3 (М. Робертс и А. Сандедж, 1954).

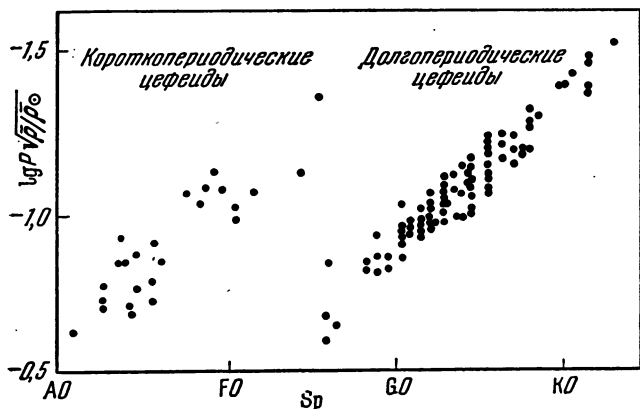


Рис. 73.

Соотношение между теоретическими и наблюдаемыми постоянными пульсаций цефеид  $P\sqrt{Q}=c$  для ряда моделей в настоящее время еще не приводит к однозначным результатам. При некоторых крайних предположениях для разных моделей из теории получено  $0,028 < c < 0,070$ .

7. Соотношение период — абсолютная величина. Соотношение период — светимость для некоторых физических переменных звезд вообще и для цефеид в частности представляет большой интерес с разных точек зрения. Особенно существенно знать точные светимости цефеид при сравнении разработанных теорий переменности цефеид данного периода с результатами непосредственных наблюдений. Однако еще больший интерес к соотношению период — светимость проявляется в связи с необходимостью знать точные масштабы наблюдаемой части вселенной, расстояния до удаленных звездных систем — галактик. Действительно, перспектива определения светимости, а значит, и расстояния по сравнительно легко оцениваемому периоду переменности представляется весьма заманчивой. Другие способы определения расстояний очень удаленных звездных систем менее надежны.

Правда, можно отметить с сожалением, что в последнее время выяснилось, что различные характеристики цефеид в звездных системах разного возраста весьма различны. Поэтому указанный выше метод определения расстояний по цефеидам астрономы стали в последние годы применять только для местной системы, и то с оговорками. Но это не говорит еще о принципиальной невозможности применения метода в широких масштабах после того, как упомянутые различия характеристик цефеид будут детально изучены. Подробное рассмотрение показывает, что перспективы в этом отно-

шении весьма радужные, и интерес к соотношению период — светимость для цефеид должен не ослабевать, а, наоборот, неуклонно расти, и не только у астрофизиков, но и у астрономов вообще.

Это важнейшее, самое главное соотношение было открыто Г. Ливитт в Гарварде в 1908 г. и окончательно установлено в 1912 г. по материалам наблюдений в южном полушарии Малого (а позднее и Большого) Магелланова Облака, в котором были определены звездные величины долгопериодических цефеид (короткопериодические цефеиды были обнаружены значительно позднее, и то в единичных случаях) в минимуме и максимуме блеска для периодов от 1,3 до 66 суток. Видимые величины цефеид в Малом Магеллановом Облаке отличаются от абсолютных на постоянную величину («модуль расстояния»), равную  $M - m = 5 - 5 \lg r = 17^m,25$ . Оказалось, что видимые, а следовательно, и абсолютные величины долгопериодических цефеид хорошо, почти линейно, коррелируются с логарифмом их периода. Это соотношение со средними, или медианными, абсолютными величинами и получило в дальнейшем название «соотношение период — светимость».

На Гарвардской же обсерватории почти в те же годы С. Бэйли, изучавший шаровые скопления, в которых он обнаружил преимущественно короткопериодические цефеиды (почему и предложил называть их переменными типа скоплений), установил, что последние с периодами от 0,2 до 1,0 суток, наоборот, не показывают соотношения период — светимость. Дисперсия их блеска относительно среднего составила всего лишь 0,1 звездной величины.

Многочисленные работы Х. Шепли показали исключительную важность открытых соотношений для определения расстояний шаровых скоплений, внегалактических систем (в первую очередь М31 в Андромеде и М33 в Треугольнике). Необходимо было определить нуль-пункт зависимости период — светимость с тем, чтобы от видимого блеска перейти к абсолютному. Впервые эта задача была выполнена по галактическим цефеидам Э. Герцшпрунгом в 1913 г. по 13 звездам, для которых собственные движения известны по каталогу Босса. Это дало возможность определить вековые параллаксы группы, а затем модуль расстояния. В 1918 г. эта работа была тщательно выполнена Шепли по 11 звездам с собственными движениями, известными также по каталогу Босса, и с известными лучевыми скоростями. Пришлось применять статистические, групповые параллаксы, так как индивидуальные расстояния галактических цефеид известны плохо из-за того, что цефеиды не входят в качестве компонентов в кратные и визуально-двойные звезды с известными параллаксами, не являются членами движущихся скоплений типа Гиад, рассеянных скоплений разных типов и др., расстояния до которых известны по диаграммам спектр — светимость или же по другим данным.

По данным наблюдений Бэйли в некоторых шаровых скоплениях Галактики были найдены не только короткопериодические, но и единичные долгопериодические цефеиды, например, в скоплении  $\omega$  Cep их было найдено 5, а короткопериодических более 100. Сопоставление видимых величин долго- и короткопериодических цефеид в шаровых скоплениях с учетом формы зависимости период — светимость (для первых она обнаружена Ливитт в Малом Магеллановом Облаке, для вторых, находящихся в шаровых скоплениях, Бэйли установил отсутствие зависимости) позволило Шепли построить всю кривую период — светимость. Так была фиксирована «форма» зависимости период — светимость для цефеид от самого короткого периода до самого длинного. Были взяты визуальные величины. Нуль-пункт зависимости был фиксирован по движениям 13—11 галактических цефеид, т. е. по средним параллаксам. Шепли получил подтверждение результата Герцшпрунга, а именно: оказалось, что для 11 цефеид  $M_v = 2^m,35 \pm 0^m,19$  при  $P = 5,96$  суток. Когда кривая период — светимость была фиксирована таким образом и по форме и по нуль-пункту, то оказалось, что короткопериодические цефеиды

имеют  $M_p = -0^m,3$ . Фиксированная кривая и дала возможность определения расстояний до тех объектов, в которых были найдены цефеиды любых периодов. Особенно удобными оказались короткопериодические цефеиды, не показывающие изменения светимости с периодом, и поэтому определения последнего не требовалось, так как была необходима лишь медианная, или средняя, величина звезды. Изложенный метод сейчас представляется ошибочным, так как мы уже убедились выше в том, что долгопериодические цефеиды шаровых скоплений относятся к II типу населения, или, точнее, к сферической составляющей, и физически совершенно отличны, в частности и по светимостям, от долгопериодических цефеид I типа, или звезд плоской составляющей.

В 1930 г. в книге «Звездные скопления» Шепли после дискуссии принял окончательный нуль-пункт фотографической кривой период — светимость для цефеид, в которую ввел необоснованную поправку  $+0^m,25$ , что, как

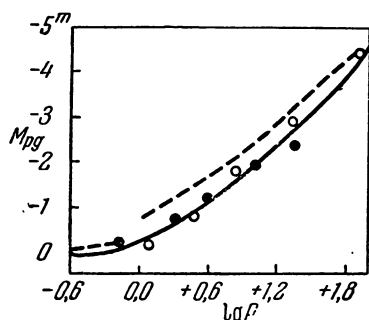


Рис. 74.

теперь выяснилось, несколько ухудшило хороший результат, полученный еще в 1918 г. всего лишь по 11 звездам. Кривая Шепли показана на рис. 74 (сплошная линия). Нуль-пункт этой кривой принят, по Шепли,  $\Delta M_{s,pg} = 0^m,0$ . В этом случае светимость короткопериодических цефеид принимается равной  $M_{pg} = 0^m,0$ . Черные кружки на рисунке соответствуют средним интервалам  $\lg P$ , светлые кружки — средним интервалам  $M$ .

По мере увеличения количества известных собственных движений и лучевых скоростей различные авторы делали ревизию формы соотношения период — светимость и особенно его нуль-пункта (1923—1939).

Все авторы практически использовали собственные движения, лучевые скорости и тригонометрические параллаксы цефеид. Как правило, выявлялась необходимость введения положительной поправки к  $M_{s,pg}$  (абсолютные величины по соотношению Шепли). Как выяснилось впоследствии, это было обусловлено отсутствием в большинстве перечисленных работ поправок за галактическое поглощение, которое окончательно было признано астрономами только в тридцатых годах нашего столетия.

В 1944 г. О. А. Мельников заново изучил вопрос о нуль-пункте долгопериодических цефеид по лучевым скоростям, собственным движениям, тригонометрическим и спектральным параллаксам вместе с вопросом о межзвездном поглощении. Нуль-пункт впервые после 1930 г. был смещен до  $\Delta M_{pg} = -0^m,5$ . При этом, в частности, была учтена разница величин, осредненных при вычислениях различно ( $\lg r$  и  $\lg \bar{r}$ ,  $\lg p$  и  $\lg \bar{p}$ , а также и  $c = r \cdot p$ ). Это также оказалось важным и в затронутом вопросе. Предположим, что мы хотим определить  $\Delta M$  по среднему расстоянию  $\bar{r}$ , вычисленному по формуле дифференциального галактического вращения. Пусть  $M_s$  — абсолютная величина по соотношению период — светимость Шепли,  $M$  — истинная абсолютная величина,  $\Delta M$  — поправка нуль-пункта и  $a_{pg}$  — коэффициент фотографического поглощения. Пусть, далее,  $\rho$  будет «фотометрическое» (не исправленное за поглощение) расстояние, а  $r$  — истинное. Тогда

$$M_s = m + 5 - 5 \lg \rho,$$

$$M_r = M_s + \Delta M_r = m + 5 - 5 \lg r - \frac{a_{pg} \cdot r}{1000}.$$

Осредняя и вычитая, получим:

$$\Delta M_r = 5 \overline{\lg \varrho} - 5 \overline{\lg r} - \frac{a_{pg} \bar{r}}{1000} = 5 (\lg \bar{\varrho} - \lg \bar{r}) + C_r - \frac{a_{pg} \cdot \bar{r}}{1000},$$

где

$$C_r = 5 [(\lg \bar{r} - \overline{\lg r}) - (\lg \bar{\varrho} - \overline{\lg \varrho})].$$

Аналогично, если мы знаем средний истинный параллакс  $\bar{p}$  из данных о собственных движениях, то

$$\Delta M_p = 5 \left( \lg \bar{\varrho} - \lg \frac{c}{p} \right) + C_p - \frac{a_{pg} \cdot c}{1000p},$$

где

$$c = \bar{r} \cdot \bar{p}.$$

Величины  $C_r$ ,  $C_p$  и  $c$  могут быть табулированы для различных значений  $\Delta M$  и  $a_{pg}$ . Пересечение графиков функций  $\Delta M_r = f_1(a_{pg})$ ,  $\Delta M_p = f_2(a_{pg})$  для двух групп звезд фиксирует значение  $\Delta M$  и одновременно  $a_{pg}$  (так как практически группы звезд с собственными движениями и лучевыми скоростями по составу обычно совершенно различны). Так, О. А. Мельников получил  $\Delta M = -0^m,5 \pm 0^m,2$  и  $a_{pg} = 0^m,91$  км/с. То же было подтверждено по изучению  $z$ -координаты цефеид ( $\Delta M = -0^m,5$  для  $a_{pg} = 1^m,1$  км/с) и по тригонометрическим параллаксам ( $\Delta M = -0^m,4$  для  $a_{pg} = 1^m$  км/с).

Таким образом, на основании имевшихся 156 значений лучевых скоростей и 86 значений собственных движений долгопериодических цефеид можно было считать, согласно О. А. Мельникову, что  $\Delta M = -0^m,5$  и  $a_{pg} = 1^m$  км/с. Это означает, что расстояние до внегалактических туманностей в Андромеде, Треугольнике и т. д. необходимо умножить на коэффициент 1,26. Одновременно с О. А. Мельниковым в 1944 г. тот же вопрос изучали Г. Камм и А. Минер. Минер возвратился к вопросу снова в 1952 г. Камм получил  $\Delta M = -0^m,11 \pm 0^m,19$ , т. е. фактически нуль, а второй  $\Delta M = -0^m,73$  и позднее  $-1^m,3$ , что находится в согласии со значением О. А. Мельникова в отношении знака. Б. В. Кукаркин в 1949 г. заново рассмотрел вопрос о  $\Delta M$  и о форме соотношения период — медианная абсолютная величина. На основании критического анализа он принял нуль-пункт О. А. Мельникова, т. е. значение  $-0^m,5$  (долгопериодические цефеиды), и получил следующие формы зависимости:

1) для долгопериодических цефеид

$$a) M_{pg} = -0^m,74 - 1^m,67 \lg P \quad (0,00 < \lg P < 0,95),$$

$$б) M_{pg} = -0^m,35 - 2^m,08 \lg P \quad (0,95 < \lg P < 2,00);$$

2) для короткопериодических цефеид

$$M_{pg} = -0^m,17 - 0^m,20 \lg P \quad (\lg P < 0).$$

Эти зависимости показаны пунктиром на рис. 74. Видно, что они имеют разрывы при  $\lg P = 0,0$  и  $\lg P \approx 1,0$ . Казалось бы, что после этих работ отрицательный нуль-пункт достаточно обоснован и должен быть принят. Однако большинство астрономов не поняло важности этого результата и до 1952 г. продолжало пользоваться кривой Шепли с нуль-пунктом  $\Delta M_{pg} = 0^m,0$ .

В 1952 г. по вопросу о нуль-пункте кривой период — светимость выступил Бааде, а в 1956 г. он же опубликовал обзор этой проблемы.

Фотографируя с 200-дюймовым телескопом и коррекционной линзой (при  $F/3,7$ ) туманность М31 в Андромеде, он против ожидания не обнаружил



короткопериодических цефеид даже в максимуме их блеска. Он пришел к заключению, что нуль-пункт  $\Delta M_s = 0^m, 0$  кривой период — светимость Шепли для долгопериодических цефеид надо изменить, приняв значение  $\Delta M = -1^m, 5$  а для короткопериодических он может быть сохранен прежним.

Это было второе смещение нуль-пункта кривой период — светимость Шепли после работы О. А. Мельникова (1944), когда было получено значение  $-0^m, 5$ .

При этом следует иметь в виду, что долгопериодические цефеиды типа W Vir, т. е. II типа населения (сферической составляющей), даже в случае принятия поправок  $-0^m, 5$  или  $-1^m, 5$  сохраняют прежние светимости согласно оригинальной кривой период — светимость Шепли с нуль-пунктом  $\Delta M_s = 0^m, 0$ .

Таким образом, вся кривая период — светимость согласно Бааде распадается в первом приближении на две: для звезд-цефеид первого типа населения и второго, т. е. плоской и сферической составляющих звездных систем.

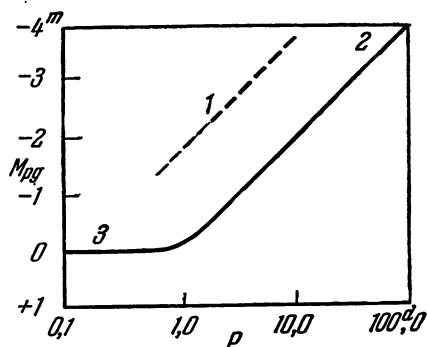


Рис. 75.

Это схематически показано на рис. 75 (цифрами на рисунке обозначено: 1 — долгопериодические цефеиды, тип I; 2 — долгопериодические цефеиды, тип II; 3 — короткопериодические цефеиды, тип II). Согласно этому новому результату, если только он получит дальнейшее обоснование, размеры Галактики, расстояния шаровых скоплений и др. остаются без изменений, так как они основаны преимущественно на использовании светимостей короткопериодических цефеид, которые также не меняются. Размеры же галактик

и их расстояния, основанные на использовании светимостей долгопериодических цефеид I типа населения, увеличиваются в 2 раза, так как  $\Delta M = -1^m, 5 = -5 \lg \frac{r(\Delta M = -1^m, 5)}{r(\Delta M = 0^m, 0)}$ .

Работа Бааде произвела должное впечатление, и в большинстве последующих работ можно было усмотреть тенденцию обязательно доказать правильность нового нуль-пункта  $\Delta M = -1^m, 5$ . Такая же тенденция наблюдалась и после работы Шепли в 1930 г., когда им был принят нуль-пункт  $\Delta M_s = 0^m, 0$ . Только переход к слабым цефеидам позволил почувствовать необходимость положительной поправки порядка  $+1^m$ , которая, однако, не была принята, ибо явилась следствием неучета межзвездного поглощения. Дискуссия по вопросу о нуль-пункте в 1930—1944 гг. оказалась практически малоэффективной, и до 1944 г. был принят нуль-пункт Шепли  $\Delta M_s = 0^m, 0$ .

В 1944 г., как указывалось, автор первый доказал необходимость введения отрицательной поправки  $\Delta M = -0^m, 5$ . Однако и она не была принята, хотя последующая дискуссия ее и подтверждала (А. Минер, Г. Камм, 1944; Б. В. Куаркин, 1949, и другие). Наконец, после 1952 г. отрицательный нуль-пункт, даже еще больший ( $\Delta M = -1^m, 5$ ) был фактически принят. Сказанное выше относится только к долгопериодическим цефеидам плоской составляющей. Последовал целый цикл работ в подтверждение этого нуль-пункта. При этом часто не учитывались или недоучитывались поправки при переходе к средним величинам, преувеличивалась роль межзвездного поглощения и т. д. В частности, критическое рассмотрение работы Бааде привело П. Н. Холопова (1954) к выводу о том, что ошибочным оказывается нуль-пункт Шепли для короткопериодических цефеид ( $\Delta M = +2^m, 0$ ). Для

долгопериодических же цефеид плоской составляющей он верен ( $\Delta M = 0^m, 0$ ). Естественно, что в этом случае будет все наоборот: расстояния и размеры галактик сохраняются прежние, ибо они основаны на долгопериодических цефеидах, система же шаровых скоплений «сжимается» по размерам (расстояниям) в 2,5 раза. Средняя плотность вещества долгопериодических цефеид должна в этом случае приниматься в теоретических расчетах прежней, а короткопериодических — в 15 раз большей и т. д. Отметим также попытку Г. Арпа (1955) доказать, что долгопериодические цефеиды II типа населения в ближайших шаровых скоплениях (M2, M5, M10, M13, M15 и  $\omega$  Cen) с периодами от 1,5 и до 67 суток и более показывают в свою очередь три различных дискретных зависимости период — светимость с разными нуль-punkтами. По шкале абсцисс эти зависимости сдвинуты на удвоенные периоды так, что только самая нижняя зависимость является продолжением соответствующей зависимости для звезд типа RR Lyr. Интересно, что в этом случае средние светимости определялись не как обычно, а по кривой блеска в интенсивностях, которая планиметрировалась для определения средней видимой светимости  $\bar{l}$ . По последней вычислялась средняя абсолютная величина  $\bar{M}$ . Именно она характеризует излучение звезды и для изученных объектов оказывается больше, чем обычная медианная, на  $0^m, 2$ .

Арп считает, что деление цефеид II типа населения на указанные три группы с удвоенными периодами обусловлено тем, что эти звезды пульсируют различно. Однако В. Реддиш (1955) опроверг этот вывод, основанный на изучении только 19 звезд. Он показал, что 12 из них (хотя у них и известны спектры, что необходимо для определения болометрических светимостей) практически дают одну-единственную зависимость период — светимость с заметным отклонением только для двух звезд. Последнее обусловлено не различием в пульсациях, а различием в химическом составе. Это существенно, так как теории внутреннего строения звезд основываются на данных о массе, светимости, радиусе и химическом составе.

Правильный ответ на вопрос о нуль-пункте кривой период — светимость, во всяком случае с методической точки зрения, был дан Б. В. Кукаркиным в 1954 г., который указал, что вопрос о нуль-пункте по своему существу неоднозначен. Он выдвинул гипотезу о множественности нуль-пунктов в разных звездных системах, населенных зачастую звездами с различными возрастными характеристиками.

Результат же Бааде в лучшем случае говорит лишь о том, что нуль-пункты кривых период — светимость для коротко- и долгопериодических цефеид различны и отличаются примерно на  $1^m, 5$ .

Б. В. Кукаркин показал, что целый ряд других морфологических характеристик цефеид в разных звездных системах оказывается непостоянным, например: 1) зависимость асимметрии кривой блеска от периода, 2) дисперсия абсолютных величин короткопериодических цефеид ( $0^m, 15$  в шаровых скоплениях и  $0^m, 6$  в галактическом поле, т. е. в связанном и в свободном состоянии соответственно) и др.

С учетом неопределенностей в фотометрических системах светимости цефеид лучше характеризовать полными или «болометрическими» абсолютными величинами  $M_b$ . П. П. Паренаго (1955) получил следующие значения (с некоторой неопределенностью в  $\Delta M_b$ ):

- 1)  $M_b = -0^m, 49 - 0^m, 20 \lg P$  для короткопериодических;
- 2)  $M_b = -0^m, 92 - 0^m, 51 \lg P$  для долгопериодических I типа с  $P < 9^d$ ;
- 3)  $M_b = -0^m, 14 - 3^m, 28 \lg P$  для долгопериодических I типа с  $P > 9^d$ ;
- 4)  $M_b = -0^m, 81 - 2^m, 72 \lg P$  в среднем для всех периодов.

Для долгопериодических цефеид II типа В. Реддиш в 1955 г. получил

$$5) M_b = -0^m,07 - 2^m,67 \lg P.$$

Здесь можно напомнить, что наличие зависимости период — светимость было доказано также и по наблюдениям короткопериодических цефеид в шаровых скоплениях, в частности в МЗ. Следует указать, что в настоящее время делаются попытки вычисления абсолютных величин цефеид по средним радиусам, полученным из сравнения точек кривых лучевых скоростей с одинаковыми цветами. Так, например, сделал А. Роджерс (1957). Он получил  $M_{pg} = 0^m,0 - 1^m,74 \lg P$  для звезд  $\kappa$  Pav,  $\gamma$  Oph, W Vir и  $M_{pg} = -1^m,6 - -1^m,7 \lg P$  для  $\delta$  Ser,  $\eta$  Aql,  $\beta$  Dor и I Car. Для  $\beta$  Dor значение  $M_{pg}$  (а следовательно, и  $R$ ) относительно завышено по сравнению с ее периодом. Это так называемые «пульсационные параллаксы», которые еще ранее вычислял А. Я. Киппер. Их применимость обсуждалась неоднократно.

В заключение этого раздела мы остановимся на прямом методе оценки правильности нуля-пункта. Такая попытка была сделана О. Эггеном (1951) на примере  $\delta$  Ser A и ее спутника  $\delta$  Ser B. Последний, как указывалось, находится на расстоянии  $40''$  и имеет  $m_{pg} = 6^m,01$ ,  $CI = C_p = -0^m,12$ ,  $Sp = B8-B9$ . Согласно Г. Хербигу этот спутник похож на голубые карликовые звезды в Плеядах. Но для этих звезд по Эггену (1950) при  $C_p = -0^m,12$  абсолютная величина  $M = +0^m,55$ . Поэтому модуль для  $\delta$  Ser A по ее спутнику будет  $m - M = 6^m,01 - 0^m,55 = +5^m,46$ . Отсюда для  $\delta$  Ser A в момент среднего блеска ( $m_{med} = \frac{m_M + m_m}{2} = \frac{3^m,90 + 5^m,00}{2} = 4^m,45$ ) получаем  $M = -1^m,01$ . По кривой же Шепли для периода  $\delta$  Ser A получаем  $M = -1^m,42$ .

Таким образом, из этих данных следует, что  $\Delta M = -1^m,01 + 1^m,42 = +0^m,41$ , т. е. поправка для этой долгопериодической цефеиды получается положительной. Однако следует иметь в виду, что метод не точен, так как  $\delta$  Ser B занимает такое место диаграммы цвет — светимость, где при незначительных изменениях  $C_p$  светимость изменяется очень заметно.

Мы видим, что все методы определения  $\Delta M$  приводят к очень противоречивым результатам \*). Вопрос же о точном значении поправки исключительно важен, так как с ним связана проблема о шкале расстояний во Вселенной. В последнее время делаются попытки связать эту проблему с временной шкалой и с увеличением расстояний в 2 раза, свести результаты определения нового нуля-пункта  $\Delta M = -1^m,5$  к вздорным размышлениям о происхождении всего мира из одной точки.

Многочисленность нуля-пунктов кривой период — светимость даже для галактических долгопериодических цефеид в настоящее время затрудняет работу и вводит большую путаницу. Во многих случаях это обусловлено неточным учетом межзвездного поглощения.

Учитывая большую неопределенность нуля-пункта, мы считаем, что в настоящее время следует искать поправки лишь к некоторым наиболее надежно установленным нуля-пунктам после того, как будут получены более точные сведения о межзвездном поглощении, нормальных цветах, истинных радиусах цефеид и т. д.

По отношению к фотографической кривой Шепли (1930) эти наиболее надежные нуля-пункты будут:

а) для долгопериодических цефеид плоской составляющей:  $\Delta M = -0^m,5$  (О. А. Мельников, 1944),  $\Delta M = -1^m,0$  (П. П. Паренаго, 1955) и  $\Delta M = -1^m,5$  (Бааде, 1952).

\*) В самое последнее время, анализируя лучевые скорости, Ю. П. Псковский получил поправку  $\Delta M = -1^m,3 \pm 0^m,3$  к кривой Шепли (1957, 1959), а О. А. Мельников показал, что поправка  $-\Delta M > 0^m,5$  противоречит по-видимому, значению постоянной пульсации  $c$  (Съезд МАС, Москва, 1958 г.; Trans. IAU, vol. X, p. 701, 1958, Cambr. Univ. Press, 1960).

б) для короткопериодических (и частично долгопериодических) цефеид сферической составляющей Галактики:  $\Delta M = 0^m,0$  (Бааде, 1952),  $\Delta M = +0^m,5$  (Е. Д. Павловская, 1953) и  $\Delta M = +2^m,0$  (П. Н. Холопов, 1954).

Остальные нуль-пункты с учетом их фактических и принципиальных ошибок (а не тех, которые в ряде случаев приводят авторы) следует считать близкими к приведенным.

8. Некоторые общие закономерности для цефеид. Существенной характеристикой всех составляющих данную систему

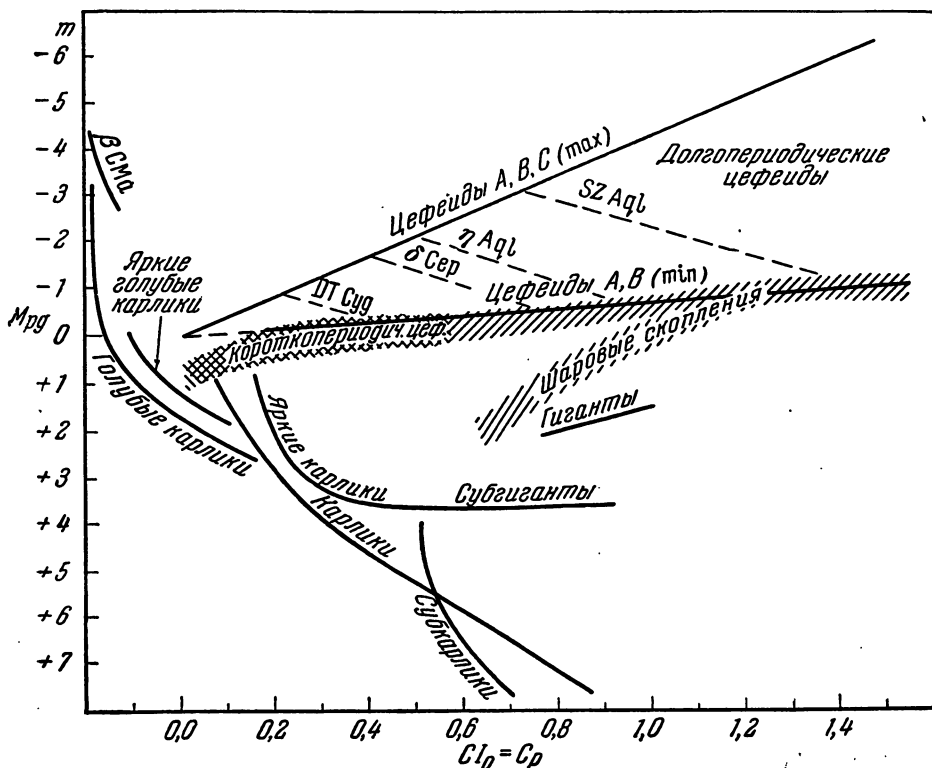


Рис. 76.

звезд является диаграмма цвет — светимость или аналогичная ей диаграмма спектр — светимость. В полном виде мы ее даем на рис. 76 согласно фотоэлектрическим наблюдениям Эггена (1951). При этом диаграмму следует рассматривать только как качественную, ибо нормальные цвета цефеид в этой системе отличаются от полученных ранее и позднее рядом авторов (сообщено Г. С. Бадаляном). На диаграмме принято: 1)  $M = +0^m,31 - 2^m,52 \lg P$ , т. е. зависимость с нуль-пунктом, несколько отличающимся от нуль-пункта Шепли; 2)  $C_{p,m} = -0^m,036 + 0^m,613 \lg P$ ; 3)  $C_{p,m} = -0^m,12 + 1^m,194 \lg P$ .

Для нормальных звезд использованы данные Г. С. Бадаляна для окрестностей Солнца (1950), а для звезд в шаровом скоплении M92 данные О. Хозэнберга (1939) с модулем  $m_{pg} - M_{pg} = 15^m,0$ . Различия амплитуд цефеид групп A и B сравнительно мало, и они объединены. Звезды группы C в минимуме не нанесены, так как для них 1) не доказано, что они подчиняются соотношению между периодом и светимостью такому же, как и для групп A—B, и 2) соотношение период — амплитуда для этой группы определяется плохо.

Важными характеристиками цефеид являются характеристики, присущие псевдоцефеидам или сверхгигантам. Для иллюстрации на рис. 77, а показана сравнительная диаграмма спектр — светимость для цефеид и псевдоцефеид, или, иначе, с-звезд. Спектры псевдоцефеид очень похожи на цефеидные. К первым относятся сверхгиганты, приведенные в табл. 18. Они

Таблица 18

| Карлики  |           |                    | Субгиганты |           |                    | Гиганты |           |                    | Сверхгиганты |           |                    |
|----------|-----------|--------------------|------------|-----------|--------------------|---------|-----------|--------------------|--------------|-----------|--------------------|
| Звезда   | Sp<br>МКК | $C_p$              | Звезда     | Sp<br>МКК | $C_p$              | Звезда  | Sp<br>МКК | $C_p$              | Звезда       | Sp<br>МКК | $C_p$              |
| Сред.    | A2IV      | 0 <sup>m</sup> ,02 | ε Cep      | F0V       | 0 <sup>m</sup> ,22 | δ Cyg   | A0III     | 0 <sup>m</sup> ,08 | 41 Cyg       | F4Ib      | 0 <sup>m</sup> ,33 |
| Сред.    | A4        | 0,06               | Сред.      | F2        | 0,26               | γ UMi   | A3II—III  | 0,04               | α Per        | F5Ib      | 0,38               |
| Сред.    | FIV       | 0,26               | Сред.      | F6IV      | 0,40               | α Oph   | A5III     | 0,10               | 45 Dra       | F7Ib      | 0,54               |
| Сред.    | F6V       | 0,37               | Сред.      | F8IV      | 0,43               | γ Boo   | A7III     | 0,16               | γ Cyg        | F8Ib      | 0,58               |
| Сред.    | G0V       | 0,47               | Сред.      | G0IV      | 0,52               | Сред.   | F2III     | 0,24               | β Aqr        | G0Ib      | 0,75               |
| κ Cet    | G5V       | 0,58               | Сред.      | G5IV      | 0,65               | Сред.   | F5III     | 0,36               | α Aqr        | G2Ib      | 0,89               |
| Сред.    | G8V       | 0,64               | β Aql      | G8IV      | 0,77               | Сред.   | F6III     | 0,40               | β Dra        | G2Ib      | 0,87               |
| Сред.    | K0V       | 0,72               | η Cep      | K0IV      | 0,81               | ε Hya   | G0III     | 0,60               | 9 Peg        | G5Ib      | 1,04               |
| ε Eri    | K2V       | 0,79               | γ Cep      | K1IV      | 0,92               | π Cep   | G2III     | 0,72               | ζ Cep        | K1Ib      | 1,44               |
| HR 8832  | K3V       | 0,88               | —          | —         | —                  | η Her   | G5III     | 0,83               | —            | —         | —                  |
| 61 Cyg A | K5V       | 1,05               | —          | —         | —                  | Сред.   | G8III     | 0,84               | —            | —         | —                  |
|          |           |                    |            |           |                    | Сред.   | K0III     | 0,96               |              |           |                    |
|          |           |                    |            |           |                    | α Sct   | K3III     | 1,16               |              |           |                    |
|          |           |                    |            |           |                    | Сред.   | K5III     | 1,40               |              |           |                    |

имеют классы светимостей Ib в системе МКК. В той же таблице приведены и другие стационарные звезды, которые и можно использовать для перевода нормальных цветов Эггена, т. е.  $C_p$ , в спектральные классы для различных классов светимостей (1950).

Благодаря наличию соотношений период — спектр и период — светимость цефеиды более поздних спектральных классов оказываются абсолютно более яркими.

У псевдоцефеид наблюдается обратная закономерность. Зависимости для двух групп звезд — стационарных (или почти стационарных согласно последним данным) и нестационарных переменных — пересекаются в области спектров G, что, по-видимому, может сыграть решающую роль при разработке теории развития цефеид.

Для дальнейшей иллюстрации сказанного на рис. 77, б мы показываем расположение кривых для некоторых типичных цефеид при разных фазах блеска на диаграмме  $(V-B)_0$ ,  $(R-I)_0$  по последним данным шестичетной фотометрии Г. Крона и С. Своллопулоса (1959). На том же рисунке показана прямая для истинных цветов нормальных сверхгигантов (псевдоцефеид) и прямая «линия покраснения», по которой должны расположиться точки для сверхгигантов, цвет которых искажен межзвездным поглощением (покраснение). Интересно, что кривые для цефеид вытянуты вверх параллельно линии для сверхгигантов. Последнее позволяет получить избыток цвета цефеид для любой фазы.

На рис. 77, в показано расположение точек для истинных цветов  $(B-V)_0$  и спектров в системе МК ряда цефеид. На том же рисунке нанесены соответствующие точки для сверхгигантов, гигантов и карликов классов светимости Ib, III и V. Эти данные заимствованы у Р. Крафта (1960) и получены методом узкополосной фотометрии.

Напомним, что классические цефеиды расположены относительно плоскости Галактики (да, по-видимому, и в пространстве, хотя в последнее

время были обнаружены противоречивые данные, требующие объяснения), как и звезды класса В. Именно поэтому по обоим группам — цефеидам и В-звездам — очень удобно изучать поглощение света межзвездной средой Галактики. При этом по цефеидам удобнее получить общее (ибо их нормальные цвета известны неточно), а по В-звездам избирательное (их нормальные цвета известны точнее) межзвездное поглощение в Галактике. Этим вопросом занимались многие астрофизики.

Цефеиды показывают весьма заметное покраснение, особенно в Шите, Лебедь, Стрельце, Кассиопее и других областях. Согласно Г. С. Бадалян (1956) поглощение по цефеидам в темных областях (около Лебедя и Кассиопеи) оказывается обычно большим, чем в светлых, даже в тех случаях, когда цефеиды в первых областях расположены ближе, чем во вторых (светлых), по отношению к Солнцу.

Большой интерес представляло бы отыскание следов спиральных ветвей Галактики по цефеидам.

Известно, что указанные ветви были найдены по ассоциациям горячих звезд О, сверхгигантов и ранних звезд-гигантов. Те же ветви были найдены и по 150 диффузным туманностям, а также по звездным скоплениям и др.

Наметились одна внешняя и одна внутренняя спирали толщиной в несколько сотен парсек. Особенно много было получено в этой области в результате радионаблюдений водородных облаков на волне 21 см Д. Оортом, Г. ван де Холстом и К. Мюллером. Эти облака водорода располагаются в ветвях спиралей, и, так как доплеровское смещение на сантиметровых волнах велико, а скорости спиральных ветвей различны, они экранируют друг друга.

Подобное исследование было продолжено на ряде обсерваторий как теоретически, так и экспериментально. В результате этих исследований были найдены следы пяти спиральных ветвей.

В 1954 г. в работе И. Торгорд было установлено, что долгопериодические цефеиды также располагаются в спиральных.

Подробнее и новым методом существование цефеид в спиральных было изучено Г. С. Бадаляном в 1956 г. Используя диаграмму расстояние — галактическая широта, он доказал, что цефеиды располагаются подобно межзвездным водородным облакам в трех внешних и одной внутренней спиралях. При этом интенсивность излучения нейтрального водорода хорошо

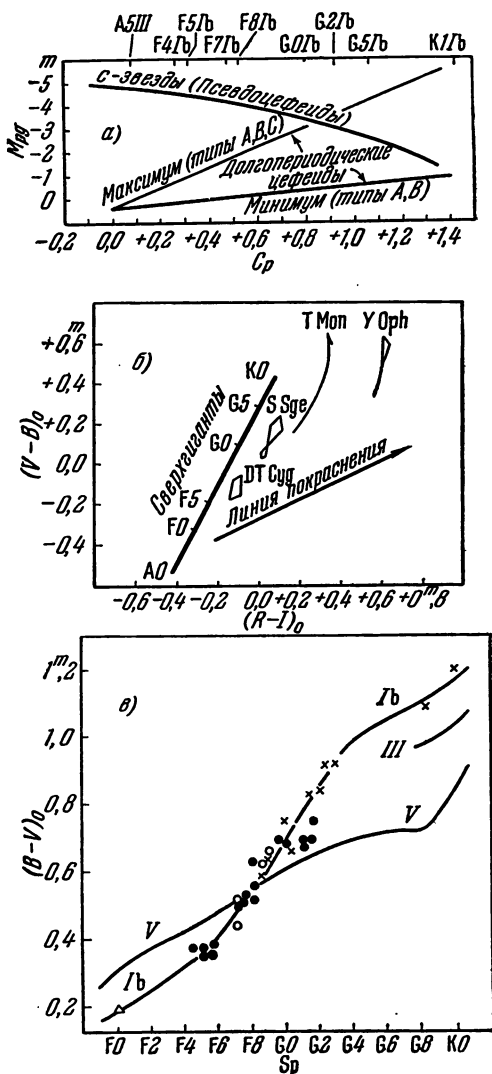


Рис. 77.

коррелируется с логарифмом периода долгопериодических цефеид. Подобная зависимость, как и многие другие, изученные, в частности, Г. С. Бадалян, привела к заключению о возможной генетической связи между долгопериодическими цефеидами и облаками межзвездного нейтрального водорода. В последние годы было обнаружено по лучевым скоростям и светимостям, что некоторые цефеиды принадлежат, по-видимому, к галактическим скоплениям, например, DL Cas — к скоплению NGC 129. В 1960 г. Г. Арп опубликовал работу «Цефеиды в галактических скоплениях V», в которой методом трехцветной колориметрии на 500-см телескопе детально исследовал долгопериодическую цефеиду (период  $5^d,38$ ) и 40 звезд, окружающих ее и принадлежащих к галактическому скоплению NGC 2355. При этом было, по-видимому, доказано, что эта цефеида (CV Mon) принадлежит к указанному скоплению.

9. Теория переменности цефеид. Наиболее разработанной является уже упоминавшаяся выше пульсационная теория.

Мы остановимся на ее изложении лишь в самой элементарной форме.

Для малых, радиальных и симметричных колебаний однородного газового шара, у которого средняя плотность внешних слоев  $\rho$ , ускорение силы тяжести  $g$ , газовое давление  $P$ , имеем на расстоянии  $R$  от центра дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dR}.$$

При этом, как было показано теоретически, для звезд с малой массой, в частности и для цефеид с массой, равной  $5-8 M_{\odot}$ , доля лучистого давления в общем суммарном давлении незначительна, и ею можно пренебречь.

Колебания малы, и поэтому все физические параметры могут быть разложены в ряд вокруг равновесных их значений, обозначаемых в дальнейшем индексом «0».

Таким образом,

$$\begin{aligned} R &= R_0 (1 + \alpha), \\ g &= g_0 (1 + \alpha)^{-2} \approx g_0 (1 - 2\alpha), \\ \rho &= \rho_0 (1 + \alpha)^{-3} \approx \rho_0 (1 - 3\alpha). \end{aligned}$$

Предположим, что колебания совершаются адиабатически.

В этом случае  $P \sim \rho^\gamma$  (где  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей) и, следовательно,

$$P = P_0 (1 + \alpha)^{-3\gamma} \approx P_0 (1 - 3\alpha\gamma).$$

Далее, дифференцируя (при постоянном  $\alpha$ ), имеем:

$$\begin{aligned} dR &= dR_0 (1 + \alpha), \\ dP &= -g_0 dR, \\ dP_0 &= -g_0 \rho_0 dR_0, \\ dP &= dP_0 (1 - 3\alpha\gamma) = -g_0 \rho_0 dR_0 (1 - 3\alpha\gamma). \end{aligned}$$

С учетом этих преобразований основное дифференциальное уравнение пульсаций будет (приближенно, если отбросить члены с  $\alpha^2$ ):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 R}{dt^2} &= -g_0 (1 - 2\alpha) + \frac{g_0 dR_0}{dR} \frac{(1 - 3\alpha\gamma)}{(1 - 3\alpha)} = -g_0 (1 - 2\alpha) + \frac{g_0 (1 - 3\alpha\gamma)}{(1 + \alpha)(1 - 3\alpha)} = \\ &= -g_0 (1 - 2\alpha) + \frac{g_0 (1 - 3\alpha\gamma)}{(1 - 2\alpha)} = -g_0 [(1 - 2\alpha) - (1 + 2\alpha - 3\alpha\gamma)] = \\ &= -g_0 (3\gamma - 4) \alpha = R_0 \frac{d^2 \alpha}{dt^2} \end{aligned}$$

или же

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{g_0}{R_0} (3\gamma - 4) \alpha = 0.$$

Величина  $\alpha$ , характеризующая сжатие, так же как и  $\frac{d^2\alpha}{dt^2}$ , не зависит от  $R$ , поэтому не зависит от него и  $\frac{g_0}{R_0}$ . Но

$$\frac{g_0}{R_0} = G \frac{\mathfrak{M}}{R_0^3} = \frac{4}{3} \pi G \varrho_0 \quad \left( \mathfrak{M} = \frac{4}{3} \pi \varrho_0 R_0^3 \right).$$

Предположим, что изменения величины  $\alpha$  соответствуют синусоидальному закону

$$\alpha = \sin \omega t = \sin \frac{2\pi}{\Pi} t,$$

где  $\Pi$  — период, обозначенный так для того, чтобы отличить его от давления  $P$ . Подстановка  $\alpha$  в дифференциальное уравнение дает период колебаний

$$\Pi = \sqrt{\frac{3\pi}{G\varrho_0(3\gamma-4)}}.$$

Отсюда же имеем основное соотношение период — плотность:

$$\Pi \sqrt{\varrho_0} = \sqrt{\frac{3\pi}{G(3\gamma-4)}}.$$

Если положить, что  $\gamma = 5/3$  (когда примесь тяжелых элементов очень мала), то при  $G = 6,66 \cdot 10^{-8}$  имеем, что

$$\Pi \sqrt{\varrho_0} = c_1 = 0,14.$$

При  $\gamma = 1 \frac{4}{9}$  (с заметной примесью тяжелых элементов)

$$\Pi \sqrt{\varrho_0} = 0,24.$$

Иначе, для обоих случаев величина  $\Pi \sqrt{\frac{\varrho_0}{\varrho_\odot}}$  равна 0,12 и 0,20 соответственно (здесь  $\Pi$  — в сутках, а  $\varrho_\odot = 1,411 \text{ г/см}^3$ ).

Мы видим, что даже изложенная в примитивном виде теория пульсации дает значения постоянной  $c_1$ , близкие к полученным из наблюдений. Более строгое теоретическое значение для стандартной звездной модели и с учетом светового давления по А. Эддингтону («политропный» шар с  $n=3$  и  $\varrho_c = 54,4\overline{\varrho}$ , где  $\varrho_c$  — плотность в центре) равно

$$\Pi \sqrt{\varrho} = \frac{0,039}{\sqrt{3\Gamma-4}}$$

при

$$\Gamma = \beta + \frac{(4-3\varrho)^2(\gamma-1)}{\beta+12(\gamma-1)(1-\beta)}$$

(здесь величина  $\beta$  зависит от лучистого давления).

Согласно более поздним вычислениям А. Б. Северного ( $\varrho_c = 54,18\overline{\varrho}$ )

$$\Pi \sqrt{\varrho} = \frac{0,0505}{\sqrt{3\Gamma-4}}.$$



По исследованиям Н. А. Козырева, проведенным в 1948 г., звезды-цефеиды имеют структуру, близкую к таковой у политропного шара с  $n = \frac{3}{2}$ , что соответствует небольшой концентрации вещества звезды к ее центру, а именно  $\rho_c \approx 6\bar{\rho}$ .

Пульсационная теория в общем объясняет явления, наблюдаемые у цефеид. Однако есть и ряд трудностей. Основные из них следующие: 1) несоответствие фаз изменения радиусов фотосфер и атмосфер и 2) произвольность амплитуды пульсации, ибо уравнения линейны.

Первая трудность находит свое объяснение в особом поведении атмосфер цефеид, находящихся в переменном поле излучения. Произвольность амплитуды пульсации объяснить труднее, так как наблюдения показывают, что амплитуды колебания цефеид хотя и различны, но не произвольны, а зависят совершенно определенным образом от периода. Из уравнения же пульсаций, полученного еще А. Эддингтоном, следует, что амплитуда пульсаций относительно положения (состояния) устойчивого равновесия может быть любой. Более того, при любых значениях периодов должно было бы быть много звезд с амплитудами, близкими к нулю. Из этого противоречия можно сделать вывод о том, что явление колебания цефеид связано с их неустойчивостью, т. е. уравнения, описывающие явления, не должны быть линейными дифференциальными уравнениями с произвольной амплитудой. Это было отмечено В. А. Амбарцумяном еще в 1930 г.

Существенное улучшение пульсационной теории было сделано в последнее время С. А. Жевакиным. Для этого он развил теорию автоколебаний цефеид, имеющих зону двукратной ионизации гелия (при большом относительном обилии гелия вообще). Ему удалось объяснить фазовые соотношения кривой блеска и лучевой скорости для всей «большой последовательности» переменных звезд. Однако нам представляется, что этого можно и не требовать от пульсационной теории, так как атмосфера цефеид находится в особых физических условиях и для нее следует разрабатывать свою особую теорию, прямо не связанную с поведением более глубоких слоев, которые на нее влияют сложным образом.

Успешное вначале сравнение пульсационной теории с наблюдениями осложнилось после того, как у звезд W Vir, RR Lyr и других были открыты скачкообразные изменения скорости по отдельным компонентам расщепленных линий. При этом сейчас есть основания предполагать (по расширению и асимметрии линий), что аналогичное явление происходит и в спектрах многих других цефеид; его не удалось обнаружить лишь из-за недостаточной разрешающей силы спектрографа: велики ширины линий, слишком большие выдержки при фотографировании спектров (конечно, вынужденные — из-за слабости объектов) и т. д. Именно последний вопрос — конечное разрешение спектральных линий по шкале времени (что очень существенно для переменных звезд) — изучал О. Струве (1954) на примере BW Vul — звезды типа  $\beta$  CMa.

Перечисленные выше явления не могут найти объяснения в чисто пульсационной теории. С нашей точки зрения, их можно хотя бы качественно понять, если предположить, что наблюдается также периодическое выбрасывание из атмосфер пульсирующих цефеид мощных протуберанцев такого типа, которые наблюдаются сейчас во время частных фаз затмений звезд 31, 32 Cyg,  $\epsilon$ ,  $\zeta$  Aur, VV Ser и др. Можно также предположить, что происходит периодическое выбрасывание оболочек, подобно тому как это наблюдается у некоторых звезд класса Ве. В явлении цефеид, как и вообще в ряде явлений звездной переменности, большое значение должны иметь магнитные поля. Действительно, движение ионизованной звездной материи должно в сильной степени регулироваться (тормозиться или ускоряться) магнитными полями. Небольшие флуктуации последних могут, по-видимому, объяснить

и явление турбулентности, которое было открыто для звезд О. Струве и для цефеид О. А. Мельниковым. Действительно, между этим явлением и, например, солнечными протуберанцами (когда действие электромагнитных полей весьма вероятно) наблюдается некоторая аналогия. В самое последнее время магнитное поле у звезды RR Lyr, и притом переменное от +1170 до -1580 ( $\pm 150$ ) гаусс, было обнаружено Х. Бэбкоком (1956).

Следует отметить, что классическая пульсационная теория может быть легко проверена наблюдениями (если на время забыть об указанных трудностях). Соответствующий критерий был предложен В. Бааде еще в 1925 г. Он основан на том, что изменения радиусов цефеид, полученные по блеску и цвету, с одной стороны, и путем интегрирования кривой лучевых скоростей, с другой, должны дать согласные результаты (но, конечно, не в отношении фазовых соотношений). Этот критерий применил в 1928 г. к  $\zeta$  Gem К. Ботлингер, но безуспешно, ибо, как он считал, критерий связан с гипотезой об излучении звезды как черного тела. Изменения радиуса и сдвиги линий оказались не в фазе. В 1940 г. В. Бэкер в своем исследовании отказался от этой гипотезы и считал только, что есть однозначное соотношение между цветовой температурой и поверхностной яркостью. Он получил, что изменение радиусов и сдвиги линий находятся в фазе, и смог вычислить первые в километрах.

Как мы уже указывали, можно выбрать на кривой блеска цефеиды (в частности, как это сделано для  $\delta$  Сер у Весселинка) точки, где показатели цвета одинаковы. Можно допустить, что в этих фазах одинаковы и поверхностные яркости, но видимые величины при этом различны. Изменение светимости для двух подобных точек (фаз) обусловлено только изменением поверхности звезды:

$$\Delta m_R = -2,5 \Delta \lg (4\pi R^2),$$

$$\Delta m_R = 2,17 \frac{\delta R}{R}.$$

Путем интегрирования кривой лучевых скоростей получаем изменения сдвигов линий  $\delta D$ ; тогда приближенно снова имеем:

$$\delta R = p \delta D \left( p = \frac{24}{17} \right) \quad \text{и} \quad \Delta m_R = 2,17 p \frac{\delta D}{R} = 2,17 \frac{\delta D}{\frac{R}{p}}.$$

На рис. 78 показана зависимость  $\Delta m_R$  от  $\delta D$  для  $\delta$  Сер согласно последней формуле. Мы видим, что соотношение, действительно, приблизительно линейно, а отношение  $\frac{R}{p}$ , играющее роль неизвестного для  $\delta$  Сер, судя по рисунку, равно  $18,8 \cdot 10^6$  км. Если  $p = \frac{24}{17}$ , то  $\bar{R} = 26,5 \cdot 10^6$  км для  $\delta$  Сер.

Таким образом, в общем, согласие пульсационной теории и наблюдений в этом случае подтверждается.

Могут быть и другие критерии пульсационной теории, и один из них был предложен М. Шварцшильдом в 1938 г., причем Шварцшильд рекомендовал проверять пульсационную теорию не заданием кривой блеска цефеид, а заданием кривой лучевых скоростей. Весьма желательным критерием пуль-

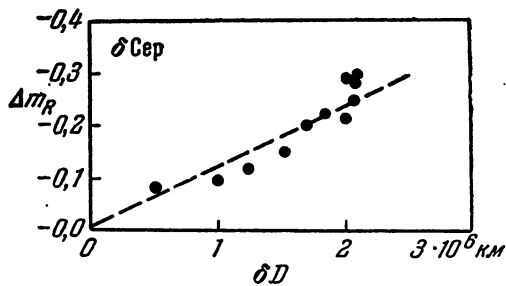


Рис. 78.

сационной теории является также изучение соотношения период — плотность. Здесь мы неоднократно ссылались на ряд противоречий и несогласий. Однако эти несогласия целиком устраняются изменением принятого для вычисления  $P\sqrt{\rho}$  нуля-пункта кривой период — светимость, ее формы, как и формы соотношения масса — светимость, также необходимого при вычислении из данных наблюдений. Вопросом сравнения результатов теории пульсаций с данными наблюдений детально занимался Т. Вальравен на примере  $\delta$  Сер. Он основывался на сравнении вычисленного эффективного кинемати-

ческого значения  $g_k = G \frac{M}{R^2} + \ddot{R}$  и значения  $g_s$ , полученного из спектрофото-

метрии линий. Величина  $g_k$  (основную роль в ее изменении играет 2-й член  $\ddot{R}$ ) у  $\delta$  Сер большую часть периода постоянна, но перед фазой  $0^d,9$ , т. е. перед максимумом блеска, где радиус, полученный интегрированием кривой скорости, минимален, происходит резкое и большое ее увеличение. Изменение же  $g_s$  имеет более плавный ход и максимум с запаздыванием — одновременно или даже после максимума блеска, когда радиус близок к среднему значению. Кроме того,  $g_s$  оказывается в среднем в 40 раз меньше. Таким образом, в отличие от результатов А. Я. Киппера (1934), а также К. Кригера (1937), который при перечислении ширин или эквивалентных ширин линий в числа атомов пользовался неточным выражением ( $W \sim \sqrt{N}$ ), Вальравен не подтвердил гипотезу о прямой зависимости между эффективным  $g_s$  и ускорением, а следовательно, и гипотезу о простых пульсациях. Правильность его значений, как думает он, подтверждается результатом О. Струве (1944), заметившим большее усиление линий ионизованных элементов перед максимумом блеска (когда  $P$  должно быть, следовательно, наименьшим) у 7 цефеид, а также и результатом Г. ван Альбада (по материалам А. Паннекука), который для  $\delta$  Сер тоже получил, что  $g_s$  вблизи минимума радиуса меньше, чем вскоре после максимума. Из этих данных следует, по Вальравену, что большее согласие наблюдений получается с моделью пульсации цефеид по Шварцшильду, т. е. с бегущей волной (к поверхности), о чем говорит подобие кривых изменения

электронного давления и  $\dot{R}$ . Резкое увеличение  $P_l$  от минимума к максимуму соответствует резкому увеличению  $\dot{R}$  и  $g_s$ . Но и в теории Шварцшильда есть свои нерешенные трудности и противоречия.

В последнее время развитие теории «центральных пульсаций» Д. А. Франк-Каменецким (1955) открывает дальнейшие перспективы в улучшении соответствия расчетов и наблюдений. В частности, хорошо согласуются теоретическая и наблюдаемая кривые лучевых скоростей. Имеется попытка распространить эту теорию на случай кривых лучевых скоростей цефеид со вторичными максимумами (Р. С. Ирошников, 1959).

Безусловно, пульсационная теория объяснила некоторые основные закономерности у цефеид. Но в настоящее время многообразные наблюдения требуют ее дальнейшего и коренного улучшения либо даже замены более совершенной теорией.

10. Характеристики цефеид в других звездных системах. Этот вопрос является очень обширным, и мы остановимся на нем лишь очень кратко.

Известно, что коротко- и долгопериодические цефеиды были найдены в галактических шаровых скоплениях, а также в шаровых скоплениях других звездных систем. Долгопериодические цефеиды были обнаружены также и в ближайших к Галактике неправильных звездных систем типа Iг в Большом и Малом Магеллановых Облаках, а также в NGC 6822 и NGC 1613. Сравнительно недавно в шаровых скоплениях были найдены единичные долгопериодические цефеиды; долгопериодические цефеиды были также обнару-

жены и в ближайших спиральных галактиках М31 в Андромеде (тип Sb) и М33 в Треугольнике (тип Sc), М81 в Большой Медведице (тип Sb) и т. д.

У этих цефеид, в общем, проявляются уже изложенные выше закономерности и, в частности, соотношение период — светимость. Более того, уклонение блеска цефеид от этого соотношения в Магеллановых Облаках, в спиральных галактиках созвездий Андромеды и Треугольника позволило И. М. Гордону (1945) новым способом подтвердить наличие в этих системах поглощающей свет материи.

а) *Цефеиды в шаровых скоплениях.* Короткопериодические цефеиды в шаровых скоплениях обнаружены в большом количестве. Сейчас, по данным каталога Э. Сойер (1955), в 72 шаровых скоплениях известна 1421 переменная. Только в 7 скоплениях известно более 50 переменных. Самыми богатыми в этом отношении являются М3 (NGC 5272) в Волосах Вероники (187 пе-

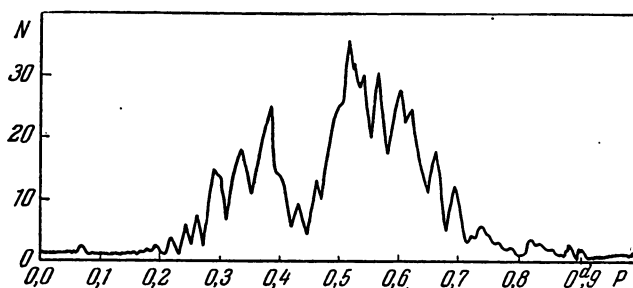


Рис. 79.

ременных), NGC 5139 или  $\omega$  Центавра (164 переменных), М5 (NGC 5904) в Змее (97 переменных) и М15 (NGC 7078) в Пегасе (93 переменных).

Примерно 10% переменных в шаровых скоплениях не являются короткопериодическими цефеидами, в частности, в 36 скоплениях таких звезд оказалось 122. Из них 15 имеют периоды больше 10 дней, а 13 — от 10 до 26 дней, относятся либо к долгопериодическим цефеидам, либо к цефеидам сферической составляющей типа W Vir.

Распределение всех известных короткопериодических цефеид в шаровых скоплениях по данным того же каталога показано на рис. 79.

Самое удивительное, что около периодов  $0^d,44$  наблюдается большой минимум; он разделяет максимумы около периодов  $0^d,39$  и  $0^d,52$ . Этот факт говорит о том, что короткопериодические цефеиды не представляют собой однородной группы, так как наличие минимума не объясняется явлением селекции, что было показано в исследованиях Б. В. Кукаркина, О. Струве, А. Джоя, Х. Шепли и других. В работе Х. Смита (1955) было показано, в частности, что галактические цефеиды с периодами меньше  $0^d,2$  не являются звездами типа RR Lyr. Для них соотношение период — спектр имеет такой же вид, как и для звезд типа RR Lyr (a и c), но параллельно смещено вдоль оси спектров.

Соотношение период — цвет для звезд с  $P < 0^d,2$  имеет меньший, чем у RR Lyr, наклон, у которых он аналогичен таковому для М3. Амплитуды колебания блеска цефеид с  $P < 0^d,2$  уменьшаются с периодом от 1 до 0,3 звездной величины при  $P = 0^d,05$  и до  $0^d,2$ .

Анализ движения этих цефеид (к сожалению, всего лишь по 9 звездам) привел к скорости Солнца в 66 км/сек. Соответствующий апекс оказался между апексами для членов Местной системы Галактики и для звезд с большими скоростями. Собственные движения их, редуцированные к одной и той же звездной величине, уменьшаются с периодом, что существенно для использо-

вания средних параллаксов. Их радиусы, полученные по методу Бааде—Весселинка—Стеббинса (см. выше), равны 1,4 и 3,8  $R_{\odot}$  для CY Aqr и VZ Snc соответственно. Абсолютные величины звезд с  $P < 0^d,2$  обычно получают от  $+1^m$  и до  $+4^m$ . Подобные звезды очень редко встречаются в шаровых скоплениях. Это совершенно особая группа звезд, малых по размерам и имеющих промежуточные массы. Их переменность, за исключением величины периода, напоминает переменность RR Lyr, однако по распределению в Галактике, движениям и массам они ближе к классическим долгопериодическим цефеидам. В связи с этим Х. Смит предложил назвать их «карликовыми цефеидами» (характерные представители CY Aqr и AI Vul). Действительно, известно, что  $s$ -характеристику имеют только долгопериодические цефеиды со средними периодами, короткопериодические и долгопериодические цефеиды

из группы классических (долгопериодических) этой характеристики не имеют.

Очевидно, всю частотную кривую на рис. 79 можно разделить на участки,

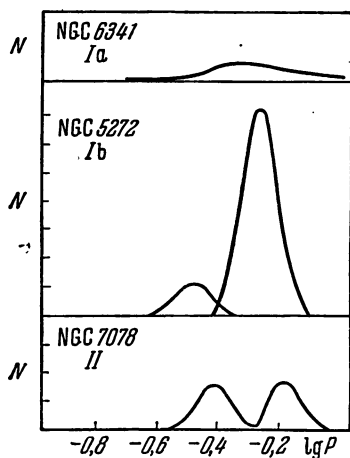


Рис. 80.

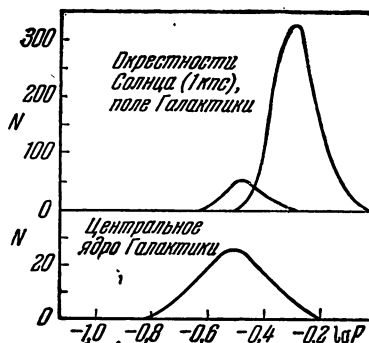


Рис. 81.

отличающиеся друг от друга по ряду признаков. Следует иметь в виду, что частотные распределения короткопериодических цефеид для отдельных скоплений сильно отличаются друг от друга. Эти различия коррелируются только с видом диаграммы цвет — величина для данного конкретного скопления. По исследованию П. Оостерхофа (1939) и Э. Сойер (1944) и других ряд скоплений имеет один максимум в частотном распределении числа  $N$  по  $\lg P$ ; это в основном скопления, богатые переменными звездами (M3, M5, NGC 3201 и др.). Подобное распределение относится к группе Ia по классификации последнего автора. Такие же скопления, как  $\omega$  Cen и M15, имеют двойные максимумы в распределениях звезд по периодам. Эти распределения относятся к группе Ib (небольшой второй максимум) и II (два почти одинаковых максимума). Это показано на рис. 80 для трех скоплений. Для сравнения на рис. 81 дано распределение для галактических цефеид в общем поле Галактики (вблизи Солнца) и в ее ядре (в самом центре цефеиды не наблюдаются из-за сильного поглощения темными облаками).

Мы видим, что частотное распределение по его виду в ядре Галактики относится к группе Ia, а в ее поле — к Ib, хотя максимумы смещены. Эти данные, как и ряд других, приведены в недавней монографии Ц. Пейн-Гапошкиной. Частотные максимумы соответствуют следующим значениям  $\lg P$ :  $-0,25$  (для группы Ia),  $-0,28$  и  $-0,58$  (для группы Ib),  $-0,21$  и  $-0,54$  (для группы II),  $-0,27$  и  $-0,47$  (для поля Галактики) и  $-0,50$  (для ядра Галактики). Числовые данные о ряде шаровых скоплений разных групп приведены в табл. 19.

Таблица 19

| Группа | № NGC | Период частного максимума         | Эллиптичность | Класс концентрации | Спектр Sp | Абсолютная величина |
|--------|-------|-----------------------------------|---------------|--------------------|-----------|---------------------|
| Ia     | 362   | $0^d,50-0^d,55$                   | 8             | III                | —         | $-7^m,3$            |
| Ia     | 3201  | $0,50-0,55$                       | 9             | X                  | —         | —                   |
| Ia     | 6341  | $0,50-0,55$                       | 8             | IV                 | A9, A5n   | $-7,8$              |
| Ia     | 6723  | $0,50-0,55$                       | 9,5           | VII                | G3        | —                   |
| Ia     | 7089  | $0,60-0,65$                       | 9             | II                 | F3, dF0   | $-8,5$              |
| Ib     | 5272  | $0^d,50-0^d,55$ ; $0^d,30-0^d,35$ | 8             | VI                 | F5, dF2   | $-8,2$              |
| Ib     | 6121  | $0,50-0,55$ ; $0,25-0,30$         | 9             | IX                 | —         | —                   |
| Ib     | 5904  | $0,45-0,50$ ; $0,30-0,35$         | 9             | V                  | F6, dF7   | $-8,0$              |
| Ib     | 6981  | $0,50-0,55$ ; $0,35-0,40$         | —             | II                 | G2        | $-6,6$              |
| II     | 5053  | $0,55-0,75$ ; $0,25-0,45$         | 8             | VI                 | —         | $-5,3$              |
| II     | 5656  | $0,60-0,65$ ; $0,30-0,35$         | 8             | VII                | F6        | —                   |
| II     | 5024  | $0,60-0,65$ ; $0,35-0,40$         | 9             | V                  | F8, A2n   | $-7,8$              |
| II     | 5139  | $0,60-0,65$ ; $0,35-0,40$         | 8             | VIII               | —         | $-10,0$             |
| II     | 7078  | $0,65-0,70$ ; $0,35-0,40$         | 8             | IV                 | F0, dF0   | $-8,3$              |

Соотношение Герцшпрунга между формами кривых блеска звезд типа RR Lyr в шаровых скоплениях приблизительно такое же, как и для свободных галактических (несвязанных) цефеид.

В шаровом скоплении  $\omega$  Cen средняя асимметрия  $\varepsilon = \frac{t_M - t_m}{P} = 0,47$  для типов  $c$  и 0,12 для типов  $a$ . Для поля Галактики те же величины равны 0,455 и 0,22 соответственно. Переменные же в ядре Галактики имеют асимметричные кривые и, следовательно, не относятся к группе  $c$ . Отметим, что М. Шварцшильд в 1940 г. показал, что звезды группы  $c$  в шаровом скоплении М3 являются более голубыми, чем звезды группы  $a$  в этом же скоплении.

Звезда с самым коротким периодом в шаровом скоплении  $\omega$  Cen есть N65 ( $P = 0^d,0627$ ); ее кривая блеска, как и других звезд с очень короткими периодами в шаровых скоплениях, симметрична, т. е. относится к группе  $c$ . Звезды типа RR Lyr с более длинными периодами имеют сильную асимметрию (типа  $a$ ), которая с еще большим увеличением периодов снова уменьшается (тип  $b$ ). Границы между группами  $a$ ,  $b$  и  $c$  изменяются от скопления к скоплению так же, как частотные характеристики, число цефеид, диаграмма величина — цвет и т. д. Деление на группы  $a$ ,  $b$  и  $c$  у цефеид в шаровых скоплениях подчеркивается гораздо резче, чем у галактических цефеид.

Спектры звезд типа RR Lyr в шаровых скоплениях, по-видимому, в общем подобны спектрам свободных звезд в Галактике. Для иллюстрации мы приводим табл. 20 по Пейн-Гапошкиной (материал А. Джоя) для галактических цефеид. Мы видим, что оценки по водородным, металлическим и H-и K-линиям дают разные результаты.

Таблица 20

| Периоды в днях  | Спектр по водородным линиям |         | Спектр по металлическим линиям |         | Спектр по линиям H и K |         |
|-----------------|-----------------------------|---------|--------------------------------|---------|------------------------|---------|
|                 | максимум                    | минимум | максимум                       | минимум | максимум               | минимум |
| $0^d,20-0^d,39$ | A4,0                        | F3,5    | A8,5                           | F2,0    | A4,0                   | A7,5    |
| $0,40-0,59$     | A5,5                        | F6,0    | A8,0                           | F3,5    | A2,0                   | F0,0    |
| $0,60-0,80$     | A5,5                        | F3,0    | A9,0                           | F2,5    | A3,5                   | F2,0    |
| Среднее         | A4,7                        | F4,2    | A8,5                           | F2,8    | A3,2                   | A9,2    |

Из-за слабости блеска в настоящее время трудно получить спектрограммы звезд типа RR Lyr в шаровых скоплениях, и суждение об их спектрах можно сделать лишь по цвету. Но в шаровых скоплениях имеются и долгопериодические цефеиды II типа населения, которые ярче и были в 1949 г. изучены А. Джоом спектрально. Он все «пульсирующие» переменные шаровых скоплений подразделил на 4 группы: самые короткопериодические из долгопериодических с  $P < 5^d$ , типа W Vir с  $13^d < P < 19^d$ , типа RV Tau с  $25^d < P < 90^d$  и полуправильные с  $65^d < P < 106^d$ . Осредненные по периодам данные приведены в табл. 21 (по 27 звездам).

Таблица 21

| Периоды в днях | Тип                  | Средний период $\bar{P}$ | Амплитуда спектра $\Delta S_p$ | Средний спектр $\bar{S}_p$ | Абсолютная фотографическая величина *) | Число звезд $N$ |
|----------------|----------------------|--------------------------|--------------------------------|----------------------------|----------------------------------------|-----------------|
| 1— 2           | Короткопериодические | $1^d,82$                 | A7,2—F2,5                      | A9,8                       | $-0^m,9$                               | 6               |
| 13— 19         | W Vir                | $16,35$                  | F7,2—G2,2                      | F9,7                       | $-1,9$                                 | 10              |
| 25— 90         | RV Tau               | $53,60$                  | F5,2—G4,0                      | F9,6                       | $-3,0$                                 | 5               |
| 65—106         | Полуправильные       | $88,50$                  | G2,0—G6,2                      | G4,1                       | $-1,5$                                 | 6               |

\*) По отношению к звездам типа RR Lyr в том же скоплении.

Долгопериодические цефеиды II типа населения в шаровых скоплениях отличаются от долгопериодических цефеид плоской подсистемы I типа населения в Галактике. Они похожи на цефеиды типа W Vir, т. е. на долгопериодические цефеиды сферической составляющей Галактики (тип II). В их спектрах (у 7 из 10), как и у галактических звезд типа W Vir, на восходящей части кривой блеска наблюдаются яркие водородные линии.

Кривые долгопериодических цефеид в шаровых скоплениях не подчиняются соотношению Герцшпрунга—Людendorфа (сейчас найдено более 50 таких звезд с  $P > 1^d$ ), т. е. зависимости формы кривой от периода нет. Отношение количества этих звезд к числу короткопериодических в шаровых скоплениях больше, чем в Галактике. Их спектры в сравнении со спектрами галактических цефеид того же периода более ранние, особенно в минимуме, и полоса G(CH) не видна. В Галактике яркие линии у звезд этого типа наблюдаются у W Vir ( $17^d, 27$ ), RX Lib ( $24^d, 95$ ), MZ Cyg ( $27^d, 17$ ), V377 Sgr ( $16^d, 17$ ), AA Ser ( $17^d, 16$ ) и др. Их кривые блеска аналогичны кривым блеска долгопериодических цефеид в шаровых скоплениях. Светимости последних можно очень хорошо определить по отношению к короткопериодическим цефеидам тех же скоплений. При изменении  $\lg P$  от 0,0 до 2,0 их светимости относительно звезд RR Lyr изменяются от  $0^m,0$  до  $-3^m,0$  или даже до  $-4^m,0$ . Таким образом, цефеиды типа W Vir, безусловно, подчиняются соотношению период — светимость, по-видимому общему со звездами RR Lyr и однозначному, а не тройственному, как думал Г. Арп (см. выше) в 1955 г. Но их светимости слабее на  $0^m,5$  по О. А. Мельникову или на  $1^m,5$  по В. Бааде, чем светимости долгопериодических цефеид плоской составляющей Галактики.

Многие цефеиды II типа населения с  $P > 15^d$  по исследованию Г. Арпа (1955) имеют двойные периоды с заметными изменениями четных и нечетных эпох. Они, как и W Vir, имеют широкие максимумы кривых блеска. Кривые блеска менее асимметричны, чем кривые звезд I типа населения. Иногда они оказываются «двугорбыми», как, например, у одной из звезд в M12. У звезд II типа в шаровых скоплениях наблюдаются внезапные вспышки блеска (например, звезды в M13 с  $P = 5^d, 1$ ) в течение 5 часов. Это явление

для цефеид Галактики впервые замечено Г. Хоггом в 1929 г. и затем В. Бернхеймером для  $\eta$  Aql (в 1931). Кривые блеска звезд II типа населения в шаровых скоплениях имеют запаздывание в более длинноволновом участке спектра. Это запаздывание по Г. Арпу даже при переходе от  $\lambda = 4250 \text{ \AA}$  к  $\lambda = 5500 \text{ \AA}$  больше, чем для долгопериодических цефеид I типа населения  $\delta$  Cep и  $\eta$  Aql ( $0^d,05$ ) при переходе от 3530 к 10 300  $\text{\AA}$ . Считается, что в скоплениях и в Галактике наблюдается постепенный переход от цефеид типа W Vir к звездам типа RV Tau. Однако с этим многие не согласны.

Для иллюстрации на рис. 82 мы приводим диаграммы цвет — светимость и спектр — светимость для цефеид II типа населения (сферической составляющей) в шаровых скоплениях и для цефеид I типа (плоской составляющей) по последним данным Г. Арпа (1955).

б) *Цефеиды в Магеллановых Облаках*. В этих иррегулярных звездных системах, соединенных друг с другом диффузными облаками (по данным радионаблюдений) и, возможно, с Галактикой, насчитывается до 1000 переменных разных типов (в каждом облаке). Большинство из них относится к долгопериодическим цефеидам. Однако более слабые и поэтому менее доступные короткопериодические цефеиды были также сфотографированы в 1952—1953 гг. А. Теккереем в Радклиффской обсерватории сначала в шаровых скоплениях, связанных с Малым (NGC 121), а затем и Большим (NGC 1466 и 1978) Магеллановыми Облаками. Эти звезды относятся к типу сферической составляющей,

но в Малом Магеллановом Облаке были также обнаружены короткопериодические цефеиды с периодами 0,647, 0,747 и  $0^d,913$  (М. Дортейт и Д. Десси, 1952), относящиеся, по-видимому, к плоской составляющей Галактики, так как их блеск на  $1^m,6$  ярче, чем блеск соответствующих обычных короткопериодических цефеид. Число последних равно 3 (NGC 121), 21 и 2 (NGC 1466 и NGC 1978). Частотное распределение по периодам цефеид в Малом и Большом Магеллановых Облаках и в Галактике показано на рис. 83. Мы видим, что распределение различно. В Малом Магеллановом Облаке есть избыток долгопериодических цефеид более короткого периода по сравнению с цефеидами Большого Магелланова Облака. Частотное распределение (максимумы  $2,5$  и  $3^d,8$  для Малого и Большого Магеллановых Облаков) в обоих Облаках отличается от распределения в Галактике (максимум для  $4^d,2$ ) и изменяется при переходе от центра Облака к периферии (смещается в сторону коротких периодов). Кривые блеска долгопериодических цефеид в Магеллановых Облаках в общем похожи на кривые блеска галактических цефеид, и их, в основном, можно отнести к типу I, т. е. к плоской составляющей, или же к типу II, т. е. к сферической составляющей. Периоды долгопериодических цефеид в Магеллановых Облаках изменяются от немногим более  $1^d$  до  $118^d,64$ , в то время как в Галактике наибольший период хорошо изученных цефеид составляет всего лишь  $45^d,1$  (SV Vul). Можно было бы думать, что это не цефеиды, но этому противоречила бы очень большая светимость этих звезд.

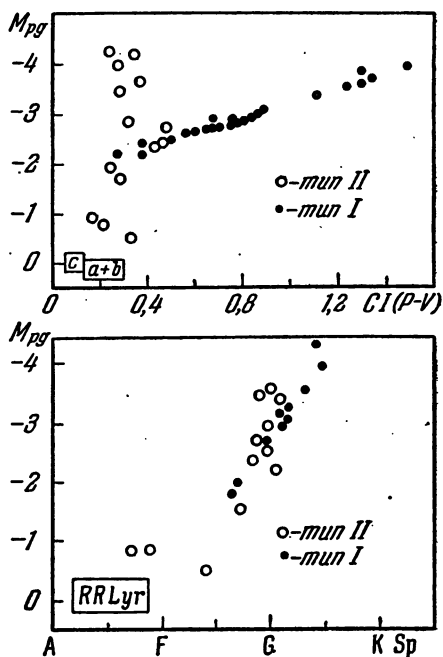


Рис. 82.



Спектры цефеид в Магеллановых Облаках еще не были получены из-за слабости звезд и, в частности, из-за отсутствия в южном полушарии столь же мощного телескопа, как паломарский 5-метровый. Цвета же цефеид в Магеллановых Облаках изучались целым рядом астрономов. В 1959 г. очень

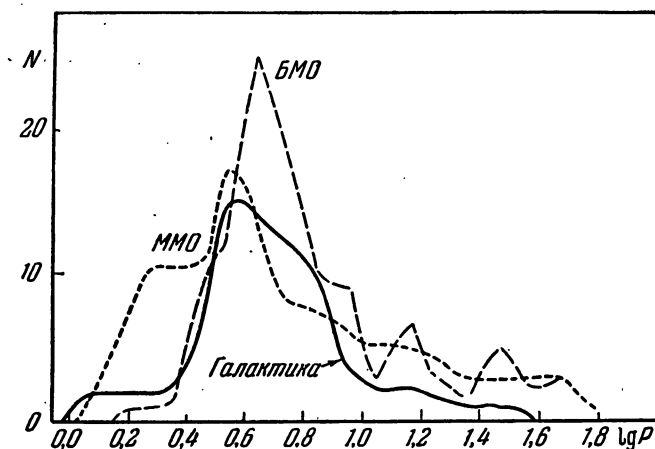


Рис. 83.

интересные результаты были получены Г. Кроном и С. Н. Сволупулосом в результате шестичетной фотометрии, показавшим (рис. 84), что на графике для долгопериодических цефеид вообще в координатах  $P - V$  и  $\lg P$  точки по ординате (цвета) для Малого Магелланова Облака, нанесенные кружками, располагаются в максимуме и минимуме блеска ниже, чем соответствующие

зачерненные кружки для галактических цефеид (9 и 25 звезд соответственно). Это означает, что цефеиды Малого Магелланова Облака относительно более голубые, чем галактические. Цвета цефеид Малого Магелланова Облака исправлены за межзвездное поглощение на  $0^m,09$ . Исключение составляют галактические цефеиды типа  $C$  по Эггену —  $AL\ Vir$  и  $Y\ Oph$ . Различия в цветах для цефеид Галактики и Малого Магелланова Облака не одинаково в максимуме и минимуме блеска. Из этого следует, что различие не обусловлено неправильным учетом избирательного поглощения в межзвездном пространстве. Даже самые крайние предположения не объясняют указанной разницы в цветах, как думали ранее многие астрофизики. Таким образом, цефеиды в Малом Магеллановом Облаке действительно голубее долгопериодических цефеид Галактики, что, по-видимому, связано с разницей в возрасте.

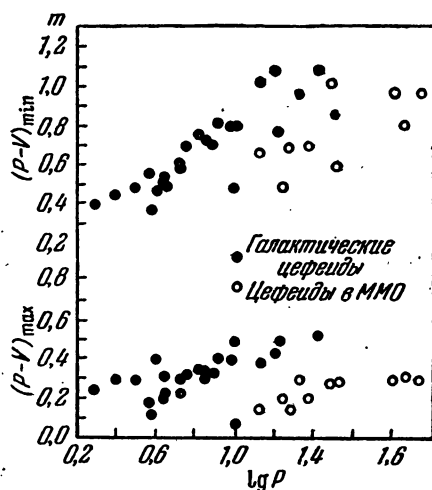


Рис. 84.

лановом Облаке действительно голубее долгопериодических цефеид Галактики, что, по-видимому, связано с разницей в возрасте.

в) *Цефеиды во внегалактических туманностях.* В спиральных туманностях — внешних галактиках — короткопериодические цефеиды еще не обнаружены из-за их слабости. Они были найдены (типа  $a$  и  $c$ ) в эллиптических системах низкой светимости в Скульпторе. Их периоды те же, что и в МЗ, а распределение по периодам отлично от распределения звезд типа  $\omega\ Cen$ .

Долгопериодических цефеид, относящихся к плоской составляющей (тип I), в таких спиральных, как М31, М33, М81 и т. д., найдено много, так как они абсолютно ярче короткопериодических. В туманности Андромеды (М31) их найдено до 38. В Треугольнике (М33) обнаружено до 50 переменных, в основном также долгопериодических цефеид. Периоды звезд-цефеид в этих и подобных им системах составляют от нескольких суток до значений гораздо больших, чем периоды цефеид в Магеллановых Облаках ( $118^d, 64$ ). В М31 есть звезда с  $P = 175^d$  ( $m = 17^m, 9$  в максимуме). Долгопериодические цефеиды в спиральных туманностях подчиняются соотношению период — светимость.

Кривые блеска звезд в спиральных туманностях напоминают по форме кривые блеска галактических цефеид плоской составляющей (тип I). Тот факт, что долгопериодические цефеиды в М31 и в шаровых скоплениях Галактики относятся к разным группам и к разным соотношениям период — светимость (а именно к плоской и сферической, или к I и II группам), выявляется из численного сравнения.

11. Частотное распределение цефеид большой последовательности. В настоящее время переменные звезды типа  $\beta$  СМа, RR Lyr, долгопериодические цефеиды, цефеиды типа W Vir, полуправильные переменные типа RV Tau и SX Her, красные полуправильные и долгопериодические переменные во многих случаях называются «пульсирующими переменными» (Пейн-Гапошкина и др.). Распределение их по периодам показано схематически на рис. 85 (по Пейн-Гапошкиной). При этом все числа во избежание селекции из-за эффекта абсолютной величины приведены к одному и тому же объему в Галактике. Как эта поправка сказывается, видно из следующего. Полученный максимум распределения цефеид по периодам (в Галактике) соответствует  $\lg P = 0,72$ , после же приведения к одному объему он смещается до  $\lg P = 0,64$ . Это происходит из-за того, что короткопериодические цефеиды типа RR Lyr абсолютно слабее, чем долгопериодические, и поэтому их, видимо, получается относительно меньше.

Во всех проблемах распределения переменных звезд приходится принимать во внимание кроме этих искажений еще и другие, например вероятность открытия и т. д. К сожалению, необходимые редукции не всегда можно сделать с необходимой однозначностью и точностью.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VII

1. Бадалян Г. С., Сообщ. Бюраканск. обсерв., вып. 8, 27, 1951; вып. 17, 3 и 27, 1956.
2. Гордон И. М., Бюлл. Харьковск. астрон. обсерв. 7, 10, 47.
3. Жевакин С. А., Астрон. журн. 30, 161, 1953; 31, 335, 1954.
4. Ивановская В. И., Тр. 4-го совещ. по вопросам космогонии, 304, 1955.
5. Кукаркин Б. В., Астрон. журн. 13, 111, 1936; 14, 125, 1937; Перем. зв. 7, 57 и 69, 1949.
6. Кукаркин Б. В., Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, Гостехиздат, 1949.
7. Кукаркин Б. В., Паренaго П. П., Переменные звезды, т. 1, ОНТИ, 1937.
8. Лебединский А. И., Гуревич Л. Э., Астрон. журн. 26, 97 и 138, 1949.
9. Мельников О. А., Труды ГАО АН СССР 64, 1950; Тр. 4-го совещ. по вопросам космогонии, 296, 1955.
10. Огородников К. Ф., РААС, 7, 105, 1932; (совместно с О. Л. Струве); Астрон. журн. 10, 304, 1933.
11. Паренaго П. П., Перем. зв. 10, 193, 1955.

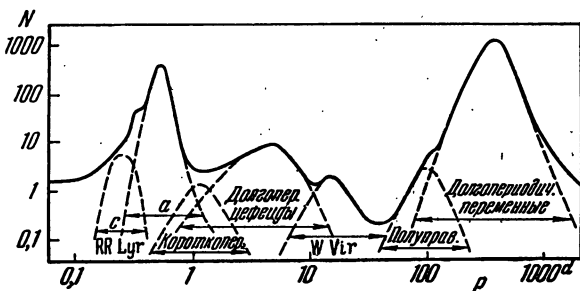


Рис. 85.

12. Псковский Ю. П., Астрон. журн. 36, 662, 1959.
  13. Росселанд С., Теория пульсаций переменных звезд, Москва, 1952.
  14. Северный А. Б., Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., I ч., 2, 1948; Астрон. журн. 23, 11, 1946.
  15. Франк-Каменецкий Д. А., ДАН СССР 86, 897, 1950; 99, 41 и 221, 1954.
  16. Aller L. H., Astrophysics, vol. 2, 1954.
  17. Baade W., PASP 68, 1, 1956.
  18. Campbell L., Jacchia L., The story of variable stars, Harv. mon. 1945.
  19. Canavaggia R., Pecker J. C., Ann. d'Astrophys. 15, 260, 1952; 18, 431, 1955.
  20. Joy A. H. ApJ. 111, 105, 1949.
  21. Ivanovska W. I., Tr. IAU 8, 814, 1952.
  22. Payne-Gaposhkin C., Gaposhkin S., Variable stars, Harv. mon. 5, 1938.
  23. Reddish V. C., MN 115, 480, 1955.
  24. Sawyer H. B., Journ. RAS Can. 49, 114, 1955.
  25. Schwarzschild M. and B. Adams W. S., ApJ 108, 207, 1948.
  26. Struve O. L., Tr. IAU 8, 808, 1952; Sky and Telescope 12, 203, 23, 1952.
  27. Walraven Th., Publ. Amst. Inst. 8, 1948.
  28. Wesselink A. J., BAN 10, 252, 1947; 10, 91, 1946.
  29. Preston G. W., ApJ. 130, 507, 1959.
  30. Kron G. E., Svolopoulos S. N., PASP 71, 126, 1959.
  31. Kraft R. P., ApJ 131, 330. 1960.
-

## ГЛАВА VIII

### ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ, ПОЛУПРАВИЛЬНЫЕ И НЕПРАВИЛЬНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ БОЛЬШОЙ СВЕТИМОСТИ

§ 47. Долгопериодические переменные звезды. Долгопериодические переменные первыми из всех переменных звезд привлекли к себе внимание наблюдателей. Этим они обязаны большим амплитудам изменения блеска, которые делают их открытие сравнительно простым. К 1959 г. обнаружено около 3700 долгопериодических переменных. Они составляют 25% всех каталогизированных переменных звезд.

Вновь открытая переменная звезда относится к долгопериодическим переменным, если она удовлетворяет следующим условиям:

- а) изменения блеска происходят с периодом, превосходящим 70 дней;
- б) вблизи максимума блеска в спектре звезды присутствуют яркие линии водорода.

Длина периода у долгопериодических переменных не постоянна, а колеблется около среднего значения (отклонения могут достигать 10% среднего значения). Самый длинный из известных периодов равен 1379 дням, у большинства же долгопериодических переменных период лежит в пределах от 200 до 400 дней.

По спектру поглощения все долгопериодические переменные разделяются на три группы:

1. Звезды спектрального класса Me, обладающие спектрами с интенсивными полосами поглощения TiO.

2. Звезды классов Re и Ne, спектры которых характеризуются полосами поглощения, принадлежащими молекулам углеродных соединений  $C_2$ , CN и CH; в настоящее время звезды классов Re и Ne объединены в классе Ce.

3. Звезды класса Se, имеющие в спектре интенсивные полосы поглощения ZrO.

Около 90% всех известных долгопериодических переменных принадлежит к классу Me. В отношении амплитуд колебаний блеска и формы кривых блеска разница между долгопериодическими переменными звездами спектральных классов Me и Se невелика. Амплитуды колебаний блеска у звезд Se несколько меньше, чем у Me. Спектроскопические же характеристики и, в частности, относительные интенсивности ярких линий у звезд Me, Se и Ce различны. На важнейших особенностях долгопериодических переменных каждого класса мы остановимся ниже.

В изучении долгопериодических переменных, как и переменных звезд других типов, важную роль играют кривые блеска. На рис. 86 приводится в качестве примера кривая блеска переменной X Cam; как видно, форма кривой блеска заметно меняется от цикла к циклу.

Подобные изменения формы кривой блеска имеются почти у всех долгопериодических переменных. Вследствие этого (а также и потому, что сам период подвержен изменениям) обычно изучаются средние кривые блеска этих

звезд. На рис. 87 даны средние кривые блеска S UMa (a) с  $P = 225$  дней и  $\chi$  Cyg (б) с  $P = 407$  дней.

Несмотря на большое число работ, посвященных статистическому исследованию форм средних кривых блеска и их классификации, физический смысл важнейших особенностей кривых до сих пор остается невыясненным, хотя и не подлежит сомнению, что многие из этих особенностей тесно связаны с механизмом звездной переменности. Из них следует отметить увеличение асимметрии кривой блеска с возрастанием периода (восходящая ветвь становится более крутой, чем нисходящая) и наличие горба на восходящей ветви почти для всех

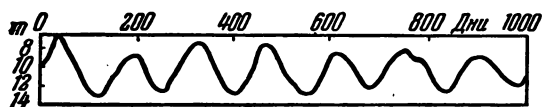


Рис. 86.

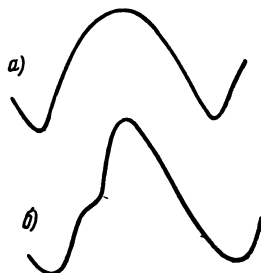


Рис. 87.

звезд, у которых период превосходит 400 дней. Представляет также интерес зависимость между средней величиной амплитуды колебаний блеска и средней величиной периода. Эта зависимость представлена табл. 1, в которой приведены средние значения амплитуды ( $\bar{A}$ ) для групп звезд, подобранных по величине периода ( $P$ ) ( $n$  — число звезд в группе), и рис. 88.

Таблица 1

| $P$     | $\bar{A}$ | $n$ |
|---------|-----------|-----|
| 91—150  | 3,1       | 12  |
| 151—210 | 3,9       | 39  |
| 211—270 | 4,7       | 55  |
| 271—330 | 5,1       | 63  |
| 331—390 | 5,0       | 48  |
| 391—450 | 5,2       | 29  |
| 451—570 | 5,2       | 11  |

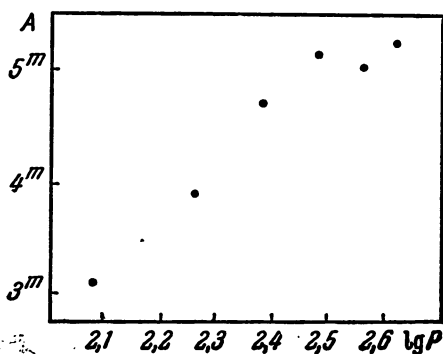


Рис. 88.

Помимо кривых блеска в визуальных лучах строились и кривые блеска долгопериодических переменных в других участках спектра. Разница между кривыми блеска в фотографических и визуальных лучах невелика, фотографические амплитуды близки к визуальным. В то же время излучение долгопериодических переменных в инфракрасной области спектра изменяется гораздо меньше, чем в визуальной [2]. Средняя амплитуда при эффективной длине волны  $\lambda = 8500 \text{ \AA}$  вдвое меньше, чем средняя визуальная амплитуда, и составляет  $2^m,4$ . В области с  $\lambda_{\text{эфф}} = 9500 \text{ \AA}$  для трех исследованных звезд амплитуда блеска оказалась равной всего  $1^m,4$ .

Наиболее яркие из долгопериодических переменных изучались с помощью радиометра. Для 11 звезд были построены кривые изменения «радиометрической величины» [3], и оказалось, что «радиометрическая амплитуда» каждой из этих звезд составляет около  $1^m$ .

Как известно, радиометром полностью воспринимается излучение, пропущенное земной атмосферой, т. е. все излучение звезды, за исключением

излучения в ультрафиолетовой части спектра и в отдельных участках инфракрасной области. Сходство «радиометрических» и инфракрасных амплитуд говорит о том, что основная часть доходящей до нас энергии излучается звездой в далекой инфракрасной области спектра (10 000 — 15 000 Å). Этот вывод не является неожиданным, так как, поскольку долгопериодические переменные звезды имеют красный цвет, максимум интенсивности их излучения должен находиться в инфракрасной области спектра.

Ввиду того что энергия, излучаемая звездой в видимой части спектра, составляет у долгопериодических переменных меньшую часть всей испускаемой звездой энергии, визуальный блеск звезды может сильно изменяться даже при небольших колебаниях общего излучения. Визуальные амплитуды, вычисленные по известным радиометрическим амплитудам в предположении, что излучение этих звезд следует закону Планка, действительно оказались гораздо большими, чем радиометрические, но меньшими, чем наблюдаемые визуальные амплитуды, приблизительно на  $2^m$ .

Некоторые исследователи, и в частности Меррилл [5], считают, что расхождение вычисленных и наблюдаемых визуальных амплитуд вызвано уменьшением прозрачности атмосферы звезды в видимой части спектра, происходящим при ее охлаждении. Одни считают увеличивающуюся непрозрачность следствием поглощения молекулами  $TiO$ , другие предполагают, что поглощение излучения происходит в облаках, состоящих из твердых или жидких частиц. В таких условиях должно происходить дополнительное перераспределение энергии, излучаемой звездой в различных областях спектра, в сторону уменьшения интенсивности визуальной части спектра. Эти предположения недостаточно обоснованы как теоретически, так и в наблюдательном отношении, и их пока следует рассматривать только как рабочие гипотезы.

Кривые изменения визуальной и радиометрической величин (средние для 11 звезд), представленные на рис. 89, отличаются не только по амплитуде, но и по форме. Максимум радиометрического излучения наступает позже, чем максимум визуального излучения.

По радиометрическим величинам звезд были вычислены и их болометрические величины и построены соответствующие кривые блеска в предположении, что излучение долгопериодических переменных в далекой ультрафиолетовой области спектра незначительно. Кривые болометрического блеска, как и следовало ожидать, показывают большое сходство с радиометрическими.

Судя по средним кривым блеска долгопериодических переменных, блеск этих звезд меняется медленно и монотонно. Вместе с тем отмечены, хотя и в небольшом числе, случаи скачкообразных изменений блеска. Например, у звезды UX Cug на восходящей ветви в одном из циклов наблюдалось падение блеска на  $1^m$ , 4 за 12 мин., причем исследования старых снимков звезды показали, что подобные скачки бывали и раньше [4]. Резкое возрастание яркости — в шесть раз за два дня — заметно на восходящей ветви кривой блеска звезды R Vir в одном из циклов.

На очень важный для теории долгопериодических переменных вопрос о том, случаются ли быстрые изменения блеска у большинства звезд этого типа, сейчас ответить нельзя. Можно ожидать, что такие скачки чаще бывают

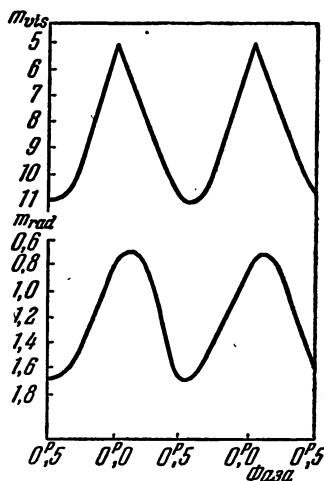


Рис. 89.

в минимуме блеска или при его возрастании (изменение излучения, дающее скачок в 1—2 звездные величины в минимуме блеска, будет почти незаметно вблизи максимума). В это время звезды слабы и меньше охватываются массовыми (любительскими) наблюдениями. Для выяснения характера изменения блеска долгопериодических переменных много могли бы дать фотоэлектрические измерения блеска этих звезд в периоды минимумов и близкие к ним эпохи.

Приступим теперь к рассмотрению спектров долгопериодических переменных. Так как их наблюдения весьма многочисленны, то здесь мы вынуждены ограничиться сообщением лишь важнейших фактов. Сравнительно полное описание спектров долгопериодических переменных дано в специальной монографии Меррилла [5], изданной в 1940 г.; и в ряде появившихся после этого работ о спектрах отдельных долгопериодических переменных.

Спектрофотометрия непрерывного спектра долгопериодических переменных и в особенности звезд класса *Me* чрезвычайно затруднена присутствием в видимой части спектра ( $\lambda\lambda$  4600—6500 Å) большого числа линий и молекулярных полос поглощения. Поэтому точные определения цветовой температуры долгопериодических переменных отсутствуют, но, судя по красному цвету этих звезд, она должна быть порядка 2500—3000°. При уменьшении блеска долгопериодические переменные становятся более красными, а молекулярные полосы поглощения в их спектрах — более интенсивными. По интенсивности полос поглощения  $\text{TiO}$  в спектре долгопериодические переменные в минимумах блеска могут быть отнесены к подклассам от *M5e* до *M9e*.

Из наблюдений следует, что средняя за период интенсивность полос поглощения для данной звезды (а значит, и ее средний подкласс) зависит от длины периода; чем больше период, тем интенсивнее (в среднем) полосы поглощения. Возможно, что этой зависимостью и объясняется отмеченная выше связь между амплитудой изменения блеска звезды и длиной периода. Действительно, при уменьшении светимости двух звезд разных подклассов на одну и ту же величину интенсивность полос поглощения должна возрасти сильнее у звезды более позднего подкласса; поэтому если видимые перемены блеска частично объясняются изменением поглощения в молекулярных полосах, то у звезды более позднего подкласса должна наблюдаться и большая амплитуда колебаний блеска.

Непрерывный спектр долгопериодических переменных звезд класса *Se* обладает следующей интересной особенностью: интенсивность континуума, начиная с  $\lambda$  4600 Å, в сторону коротких волн очень быстро уменьшается и при  $\lambda \leq 4000$  Å ничтожна. В спектрах звезд класса *Me* подобного явления не наблюдается, и в области от  $\lambda$  4200 Å до  $\lambda$  4000 Å, в основном свободной от полос поглощения  $\text{TiO}$ , относительная интенсивность непрерывного спектра сравнительно велика; она даже возрастает к минимуму блеска. Аналогичное явление резкого уменьшения интенсивности континуума у обычных звезд класса *N* недавно было объяснено поглощением излучения звезды молекулами углеродных соединений ( $\text{C}_2$ ,  $\text{CN}$ ). Можно предположить, что и в атмосферах звезд класса *Se* действует некоторый, пока неизвестный источник поглощения, очень эффективный при  $\lambda < 4000$  Å.

Спектр поглощения долгопериодических переменных помимо молекулярных полос содержит большое количество линий поглощения, принадлежащих главным образом нейтральным, а отчасти и ионизованным металлам. Выделяется обилием линий поглощения железо. Линейчатый спектр поглощения достигает наибольшего развития в эпоху, предшествующую максимуму блеска, и в это время он по существу не отличается от спектра поглощения обычных красных гигантов соответствующего спектрального подкласса.

После максимума блеска некоторые из линий поглощения, соответствующие более низким потенциалам возбуждения, усиливаются и спектр соответствует более позднему подклассу, что указывает на уменьшение степени возбуждения в том слое, где образуются линии поглощения. Вместе с тем уменьшается и степень ионизации. Так, например, эквивалентная ширина линии  $\text{Ca I } \lambda 4227$  в спектре oCet за время от максимума до минимума блеска увеличивается более чем в три раза, тогда как эквивалентные ширины линий H и K, принадлежащих  $\text{Ca II}$ , за это же время в три раза уменьшаются.

Другие линии поглощения и, в частности, ряд линий  $\text{Fe I}$  с падением блеска звезды ослабевают, и на их месте появляются яркие линии, представляющие в интервале между максимумом и минимумом блеска выдающуюся особенность спектров долгопериодических переменных. Эти линии достигают наибольшей интенсивности за долго до минимума блеска, а затем их интенсивность быстро уменьшается, так что в минимуме блеска видны лишь самые сильные из них, например  $\lambda\lambda 4202$  и  $4308 \text{ Fe I}$  и линия  $\text{Mg I } \lambda 4571$ . После минимума блеска исчезают и эти линии.

При возрастании блеска, приблизительно на полпути между минимумом и максимумом, в спектрах долгопериодических переменных снова появляются яркие линии, на этот раз принадлежащие водороду и ионизованным атомам железа. К максимуму блеска они достигают большой интенсивности, затем постепенно ослабевают и к минимуму блеска исчезают. Спектрограммы, снятые с большой дисперсией, показывают, что по крайней мере у некоторых из долгопериодических переменных яркие линии H и  $\text{Fe II}$  имеются и в минимуме блеска.

Через некоторое время после максимума блеска в спектрах многих долгопериодических переменных обнаруживаются яркие линии  $[\text{Fe II}]$ . Они усиливаются и перед исчезновением превосходят в блеске разрешенные линии  $\text{Fe II}$ .

Яркие линии водорода при своем появлении обладают значительной шириной ( $0,5-1,0 \text{ \AA}$ ). В дальнейшем они постепенно становятся уже. Некоторые из этих линий представляются состоящими из нескольких компонентов.

Смещения ярких линий H и  $\text{Fe II}$  зависят от фазы. Эта зависимость для oCet представлена на рис. 90. Наибольшее смещение в сторону коротких волн яркие линии имеют в максимуме блеска. К минимуму блеска смещение ярких линий уменьшается.

Смещения линий поглощения не имеют столь четкой закономерности, и вообще амплитуды их смещения меньше, чем амплитуда смещения ярких линий. Разность сдвигов различных линий поглощения в данный момент часто превосходит амплитуду смещения отдельных линий.

Наблюдаемый декремент бальмеровской серии водорода в спектрах долгопериодических переменных класса Me резко отличается от декремента, наблюдаемого у других объектов с яркими линиями в спектре. В то время как в спектрах новых звезд, звезд типа Be и др. наибольшей интенсивностью обладает линия  $\text{H}_{\alpha}$ , а интенсивность каждой из последующих линий меньше, чем предыдущей, в спектрах долгопериодических переменных звезд класса Me линия  $\text{H}_{\alpha}$  вообще не наблюдается в эмиссии и самой интенсивной до максимума блеска является линия  $\text{H}_{\delta}$ . После максимума блеска преобладающей становится  $\text{H}_{\gamma}$ , а  $\text{H}_{\beta}$  в течение всего времени остается менее интенсивной,

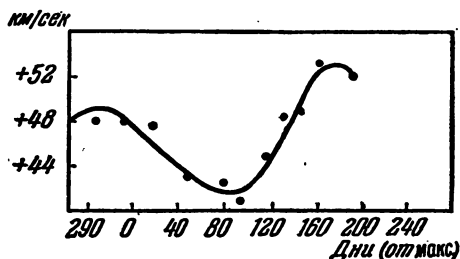


Рис. 90.



чем  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ . В интенсивностях некоторых других линий бальмеровской серии наблюдаются аналогичные аномалии.

Бальмеровский декремент в спектрах долгопериодических переменных классов Se и Ce по своему характеру аналогичен наблюдающемуся у звезд Be и других звезд, обладающих яркими линиями в спектре.

Объяснение особенностей бальмеровского декремента в спектрах долгопериодических переменных класса Me было дано Г. А. Шайном [6], показавшим, что причиной аномалий в величине декремента является неодинаковое экранирование излучения в линиях бальмеровской серии молекулами TiO. В той области спектра, где расположены линии  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ , влияние полос поглощения TiO особенно сильное, область же, в которой находится линия  $H_\delta$  и следующие члены бальмеровской серии, сравнительно свободна от полос поглощения. Впоследствии Г. А. Шайн установил, что и аномалии в интенсивностях ярких линий Fe II (в частности, необычное распределение интенсивностей между компонентами в триплете  $\lambda\lambda$  4233, 4179, 4173) обуславливаются частичным поглощением излучения в этих линиях атомами Fe I и Ca I [7]. Эти атомы находятся, таким образом, в слоях атмосферы, более удаленных от звезды, чем те слои, где образуются яркие линии. Кроме того, Джой [8] обнаружил, что разделение некоторых ярких линий водорода на компоненты происходит вследствие наложения на яркие линии линий поглощения металлов.

Яркие линии H и Fe II экранируются особенно сильно в первое время после их появления в спектре (до максимума блеска). При дальнейшем развитии спектра звезды поглощение излучения в этих линиях молекулами и атомами металлов ослабевает. В середине нисходящей ветви кривой блеска экранирование незначительно. Незадолго до минимума яркие линии H и Fe II сами оказываются наложенными на молекулярные полосы поглощения [9]. Аномально низкая интенсивность линии  $H_\beta$  и отсутствие линии  $H_\alpha$  в это время связаны, по-видимому, с поглощением излучения атомами водорода (во втором состоянии), содержащимися во внешних слоях атмосферы, так как по данным Г. А. Шайна [7] непрерывный спектр рядом с линией  $H_\alpha$  вполне заметен.

У долгопериодических переменных классов Se и Ce изменение бальмеровского градиента с течением времени не изучено, и сравнивать его с бальмеровским градиентом в спектрах звезд класса Me можно только для моментов, близких к максимуму блеска. В это время бальмеровский декремент в спектрах долгопериодических переменных класса Me, исправленный за поглощение молекулярными полосами, аналогичен наблюдаемому у звезд классов Se, Ce и других объектов с яркими линиями в спектре. Яркие линии в спектрах звезд типов Be, Вольфа-Райе и планетарных туманностей появляются в результате переработки высокочастотного излучения звезды в излучение более низких частот. Подобному же объяснению происхождения ярколинейчатого спектра долгопериодических переменных препятствовала наблюдаемая низкая температура этих звезд, определяемая по их цвету и спектру поглощения. В связи с этим Г. А. Шайн выдвинул гипотезу об избытке коротковолнового излучения у долгопериодических переменных [10]. Гипотеза Г. А. Шайна пока развития не получила.

По-иному объяснил видимое противоречие между наличием низкотемпературного спектра поглощения и присутствием ярких линий в спектре В. В. Соболев, предположивший, что долгопериодические переменные представляют собой горячие гиганты, окруженные оболочками большой оптической толщины в видимой части спектра ( $\tau > 1$ ) [11]. Во внутренних частях такой оболочки, где водород ионизован излучением звезды, образуются яркие линии, а во внешних ее частях, до которых высокочастотное излучение не доходит, возникает спектр поглощения, соответствующий низкой темпе-

ратуре. Интенсивности ярких линий в спектре горячей звезды, окруженной такой оболочкой, и цветовая температура, рассчитанные при помощи теории движущихся оболочек звезд, согласуются с наблюдаемыми в фазах, близких к максимуму блеска.

Вывод о существовании оболочек у долгопериодических переменных звезд основывается на данных наблюдений. Многие факты приводят к заключению о том, что из долгопериодических переменных звезд происходит выбрасывание вещества [10]. Одним из таких фактов является большой  $K$ -эффект, определенный по смещениям ярких линий в эпоху максимума блеска переменных; величина  $K$ -члена составляет около  $15 \text{ км/сек}$ .  $K$ -член, определенный по смещениям линий поглощения в ту же эпоху, близок к нулю. Отсюда следует, что смещения линий поглощения в эпоху максимума блеска приблизительно соответствуют скорости звезды по лучу зрения и, следовательно, скорость слоев, где образуются эти линии, относительно звезды мала. Более глубокие слои атмосферы, в которых образуются яркие линии, движутся от звезды, т. е. из звезды происходит выбрасывание вещества, приводящее к образованию движущейся оболочки. По-видимому, выброшенное из звезды вещество движется замедленно и в оболочках существует градиент скорости движения по радиусу.

Оболочки долгопериодических переменных звезд не находятся в стационарном состоянии. На это указывают радикальные изменения спектра звезды при падении ее блеска. Как было отмечено выше, наружные слои оболочки становятся более прозрачными, но абсолютная интенсивность ярких линий водорода при этом уменьшается; главная роль в образовании низкотемпературного спектра поглощения переходит к внутренним слоям оболочки. Следовательно, в тех частях оболочки звезды, где перед максимумом блеска водород находился в ионизованном состоянии, к минимуму блеска он переходит в нормальное состояние. Происходит высвечивание слоев, т. е. заключенная в них энергия излучается, а вновь энергия не поступает. По-видимому, источник ионизации оболочки вблизи максимума блеска прекращает свое действие \*).

Рассмотрим кратко явления, связанные с высвечиванием оболочки звезды, и соответствующую интерпретацию особенностей спектра долгопериодических переменных в послемаксимальный период [12].

До высвечивания, а также и в процессе высвечивания из внутренних частей оболочки выходит интенсивное излучение, в частности, в линиях лаймановской серии. Попадая во внешние слои оболочки, оно ионизует там металлы и приводит к понижению поглощательной способности этих слоев; экранирование излучения в линиях  $H$  и  $Fe II$  уменьшается, линии поглощения металлов исчезают. При рекомбинациях атомов нейтральных металлов образуются яркие линии  $Fe I$ ,  $Mg I$  и другие.

Когда высвечивание оболочки в водородных линиях заканчивается и меньше излучения, ионизирующего металлы, попадает в ее внешние слои, начинается высвечивание последних в линиях нейтральных металлов. Интенсивность этих линий уменьшается, и в минимуме блеска (или вскоре после него) они исчезают. Время высвечивания атмосферы в линиях того или иного элемента ( $t_b$ ) определяется выражением

$$t_b \approx \frac{1}{C n_e^0}, \quad (1)$$

где  $C$  — коэффициент рекомбинации и  $n_e^0$  — число свободных электронов (равное общему числу атомов металлов) в  $1 \text{ см}^3$ . В оболочке долгопериодиче-

\*) Недавно было показано [35], что движение излучающего в бальмеровских линиях слоя оболочки и ионизацию водорода в нем можно объяснить действием ударной волны, распространяющейся по оболочке звезды наружу. (Примечание в корректуре).

ской переменной содержится  $10^6$ — $10^7$  атомов металлов в  $1 \text{ см}^3$ . Поскольку  $C \approx 10^{-13}$ — $10^{-14}$ , то для  $t_b$  получаем значение порядка 100 дней, что соответствует наблюдаемому времени существования ярких линий металлов. Коэффициенты рекомбинации для разных металлов не одинаковы, поэтому яркие линии исчезают не одновременно.

При высвечивании слоя ионизованного водорода уменьшаются и абсолютные интенсивности линий Fe II и [Fe II], возникающих там же. Свечение в этих линиях возбуждается главным образом столкновениями со свободными электронами. Возрастание относительной интенсивности запрещенных линий связано с уменьшением плотности свободных электронов ( $n_e$ ) в высвечивающемся слое. В этом можно убедиться, рассматривая отношение интенсивностей излучения в линиях атома. При этом для простоты предполагается, что атом имеет всего три энергетических уровня (переход между первым — основным — уровнем и вторым считается запрещенным).

Если среда прозрачна для излучения в линиях, то отношение интенсивности разрешенной линии  $I_{32}$  к интенсивности запрещенной  $I_{21}$  находится по формуле

$$\frac{I_{32}}{I_{21}} \approx \frac{\nu_{23}}{\nu_{12}} \left( 1 + \frac{a_{21}}{A_{21}} \right) e^{-\frac{h\nu_{23}}{kT_e}}, \quad (2)$$

где  $a_{21}$  — «коэффициент деактивации» возбужденных атомов, находящихся во 2-м состоянии,  $A_{21}$  — эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода  $2 \rightarrow 1$ ,  $\nu_{12}$  и  $\nu_{23}$  — частоты линий и  $T_e$  — электронная температура. Так как  $\frac{a_{21}}{A_{21}} \sim n_e$ , то с уменьшением  $n_e$  отношение  $\frac{I_{32}}{I_{21}}$  убывает.

По известным значениям коэффициентов  $a_{21}$  и  $A_{21}$  для атомов Fe II и наблюдаемым относительным интенсивностям запрещенных линий в спектре oCet получено, что  $n_e$  в высвечивающемся слое меняется от  $10^{11}$  вблизи максимума блеска до  $10^7$  в минимуме.

Явления нестационарности, имеющие место в атмосферах долгопериодических переменных, должны быть тесно связаны с изменениями блеска этих звезд. Переменность блеска долгопериодических переменных не нашла еще своего объяснения. Делались попытки применить к этим звездам теорию пульсации (Скотт [13], С. А. Жевакин [14]). Однако основные спектроскопические явления, наблюдаемые у долгопериодических переменных, не укладываются в рамки пульсационной гипотезы, которая, по крайней мере в обычной ее форме, представляется для этих звезд несостоятельной. Быстрые изменения блеска долгопериодических переменных, о которых упоминалось выше, прямо противоречат пульсационной гипотезе.

Теория звездной переменности не может ограничиваться процессами, происходящими в атмосферах звезд; она охватывает также вопросы, связанные с внутренним строением звезд. Поэтому создание теории переменности блеска, удовлетворяющей наблюдениям, сложнее, чем интерпретация явлений, происходящих в самых внешних слоях атмосферы и определяющих линейчатый спектр звезды. Результаты исследования спектров долгопериодических переменных дают основание считать, что важную роль в переменности их блеска, так же как и в изменениях спектра, играют процессы выбрасывания вещества из этих звезд.

В заключение этого параграфа остановимся на вопросах о движениях долгопериодических переменных и их абсолютных величинах. Исследование движений долгопериодических переменных [15], [16] показало, что между скоростью группового движения и длиной периода существует статистическая зависимость. В табл. 2 приводится величина групповой скорости относительно Солнца ( $V$ ) для звезд с разными значениями периода  $P$  ( $n$  — число звезд).

Различие кинематических свойств разных групп долгопериодических переменных звезд указывает на неоднородность всей совокупности звезд этого типа в отношении принадлежности к тому или иному типу звездных подсистем. Изучив распределение долгопериодических переменных в пространстве, Б. В. Кукаркин [17] пришел к выводу о том, что в целом подсистема этих звезд занимает промежуточное положение между сферической (как, например, система короткопериодических цефеид) и плоской (как подсистема долгопериодических цефеид) составляющими нашей Галактики.

При определении абсолютных величин долгопериодических переменных по их собственным движениям обнаруживается, что большим периодам изменения блеска соответствуют меньшие визуальные абсолютные величины ( $\overline{M}_v$ ) в максимуме блеска. В табл. 3 приводится величина  $\overline{M}_v$  для различных значений периода [15].

Таблица 3

| $\overline{P}$ , дни | 150      | 175      | 200      | 250      | 300      | 350      | 400      | 450      | 500      |
|----------------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $\overline{M}_v$     | $-2^m,2$ | $-2^m,7$ | $-2^m,2$ | $-1^m,4$ | $-0^m,7$ | $-0^m,2$ | $+0^m,3$ | $+0^m,6$ | $+0^m,9$ |

По другим данным [18] средняя абсолютная величина звезд с периодами более 300 дней значительно выше и в среднем равна  $-1^m,8$ . Значение  $\overline{M}_v$  того же порядка ( $\overline{M}_v = -0,5$ ) получается для долгопериодических переменных с известными тригонометрическими параллаксами [15]. Следовательно, во всяком случае эти звезды следует относить к гигантам или сверхгигантам.

Определить болометрические светимости долгопериодических переменных по их визуальным абсолютным величинам в настоящее время затруднительно, так как возможность применения в этих случаях обычных болометрических поправок представляется весьма сомнительной. Тем не менее, учитывая сказанное выше об излучении этих звезд, можно полагать, что болометрические светимости долгопериодических переменных очень высоки и соответствуют светимостям сверхгигантов ранних классов (О и В).

§ 48. Полуправильные переменные звезды типа RV Тельца. Отличительным признаком звезд типа RV Тельца (RV Tau) является чередование на кривой блеска звезды глубоких и мелких минимумов (на рис. 91 приведены кривые блеска трех звезд этого типа: V Vul (а), U Mon (б) и R Sct (в)). Иногда эти минимумы меняются местами. Такой характер кривой блеска должен сохраняться большую часть времени, и случающиеся отклонения от обычной формы кривой не должны быть длительными. Если же у звезды наблюдается чередование глубоких и мелких минимумов блеска, но неправильности в изменении ее блеска имеют более выдающийся и затяжной характер, то эту звезду относят не к типу RV Tau, а к другим типам, в частности к «полуправильным желтым звездам» (см. § 49).

Вследствие того, что при классификации переменных звезд часто ограничиваются только изучением формы кривых блеска за сравнительно малый промежуток времени, к типу RV Tau были причислены многие звезды, не обладающие характерными для этого типа кривыми блеска и спектрами. В настоящее время к типу RV Tau с уверенностью может быть отнесено всего несколько десятков звезд. Наиболее яркой из звезд этого типа является

Таблица 2

| Периоды<br>в днях | n   | V, км/сек    |
|-------------------|-----|--------------|
| 150—199           | 27  | $129 \pm 26$ |
| <150 и<br>200—299 | 124 | $42 \pm 7$   |
| 300—349           | 75  | $14 \pm 8$   |
| >349              | 79  | $7 \pm 3$    |

R Sct ( $6^m,1-8^m,6$ ), а сама звезда RV Tau ( $9^m,8-13^m,3$ ) — четвертая по блеску. Амплитуды изменения блеска у других звезд того же порядка или несколько меньше ( $0^m,8 \leq A \leq 3^m,5$ ).

Промежуток времени между двумя последовательными минимумами кривой блеска называется «фундаментальным» периодом, а промежуток между двумя глубокими (главными) минимумами — «формальным» периодом. У звезд типа RV Tau величины формального периода лежат в пределах от 30 до 150 дней. У некоторых звезд, принадлежащих к рассматриваемому типу, наблюдаются циклические колебания среднего блеска. Длина цикла у разных звезд различна и чаще всего составляет несколько сотен дней; имеются звезды с циклами до двух тысяч дней.

По среднему спектру звезды типа RV Tau принадлежат к классам F, G или K [19]. Спектры являются переменными. Одновременно с изменением

блеска звезды меняются интенсивности спектральных линий, их смещения и профили. Есть указания на то, что и цветовая температура звезды меняется с фазой.

Наиболее ранний спектральный класс звезды типа RV Tau имеет в эпоху, соответствующую середине восходящей ветви кривой блеска (после главного минимума). В это время линии поглощения нейтральных металлов в спектре ослаблены, а линии ионизованных металлов

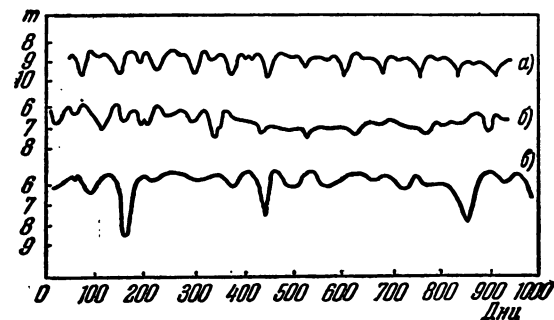


Рис. 91.

усилены. Вместе с тем общий вид спектра звезд типа RV Tau в это время сильно отличается от вида спектра обычной звезды того же класса; ряд линий в спектрах звезд этого типа имеет аномальную интенсивность. С падением блеска степень возбуждения в атмосфере, судя по виду спектра, падает, и вид спектра в то же время становится более «нормальным».

Сразу после главного минимума блеска в спектрах многих из звезд типа RV Tau появляются яркие линии водорода, достигающие наибольшей интенсивности перед максимумом блеска. Линии поглощения водорода в эти эпохи становятся менее заметными.

По интенсивности ярких линий водорода звезды типа RV Tau сильно отличаются друг от друга. Например, у звезды R Sct яркие линии присутствуют в спектре почти всегда, у большинства звезд, и в частности у AC Her, они наблюдаются лишь в эпоху возрастания блеска. У некоторых же звезд рассматриваемого типа яркие линии водорода не замечаются.

Перед главным минимумом блеска в спектрах звезд типа RV Tau часто появляются полосы поглощения TiO. Спектральный класс звезды по линиям поглощения в это время G5 — K0. Те из звезд, в спектрах которых не наблюдаются яркие линии водорода, не имеют в спектрах и полос поглощения TiO. В спектрах звезд типа RV Tau встречаются полосы поглощения и других молекул. Так, например, в спектре AC Her интенсивны полосы CN и CH, причем полосы CH появляются через несколько дней после максимума блеска, когда спектральный класс звезды по линиям поглощения соответствует F2 — F5.

Приведенные факты говорят о том, что в спектрах звезд типа RV Tau особенности, присущие звездам ранних классов (яркие линии), сочетаются с особенностями спектров звезд классов M и N (полосы поглощения TiO, CN и др.). Как мы видели выше, то же самое имеет место и у долгопериоди-

ческих переменных. И яркие линии, и интенсивные молекулярные полосы поглощения несвойственны тем подклассам, которым соответствует спектр поглощения металлов (F2—K3).

По-видимому, сложный характер спектров звезд типа RV Тау может быть объяснен только необычным строением атмосфер этих звезд. В связи с этим следует остановиться на очень важных сведениях о характере атмосфер звезд этого типа, полученных Абтом [20]. До недавнего времени наблюдения спектров звезд типа RV Тау производились с недостаточно высокой дисперсией и приводили к выводу, что

линии поглощения в спектрах этих звезд при циклических изменениях их блеска меняют свое смещение также циклически. Так как получавшаяся по этим смещениям «кривая лучевых скоростей» по форме напоминала смещенную кривую блеска звезды, то предполагалось, что смещения линий поглощения, как и изменения блеска, объясняются пульсацией звезд типа RV Тау. Наблюдая спектры звезды U Mon и двух других звезд с высокой дисперсией, Абт установил, что непрерывность «кривой лучевых скоростей» является кажущейся. На самом деле смещения линий поглощения изменяются так, как показано на рис. 92 (здесь приводятся кривая блеска и соответствующие смещения линий поглощения только для U Mon). Оказывается, что большую часть времени линия поглощения состоит из двух компонентов, имеющих разное смещение. Каждый из компонентов возникает вскоре после минимума блеска и исчезает после следующего минимума. Возникший компонент является коротковолновым, но, так как его смещение все время уменьшается, к концу своего существования он уже играет роль длинноволнового компонента.

Таким образом, у звезды U Mon и других звезд типа RV Тау значительную часть времени одновременно существуют два поглощающих слоя. Оба они движутся замедленно, но с разными скоростями. Этот факт можно объяснить периодическим сбрасыванием звездой оболочек, но механизм выброса оболочек и связанных с выбросом изменений блеска и спектра звезд типа RV Тау пока остается невыясненным.

По характеру «кривых лучевых скоростей» звезды типа RV Тау аналогичны короткопериодическим цефеидам и цефеидам типа W Vir. С другой стороны, присутствие ярких линий водорода около максимума блеска и полос поглощения TiO в минимумах блеска придает спектру этих звезд большое сходство со спектрами долгопериодических переменных звезд. Таким образом, по своим спектрам звезды типа RV Тау занимают промежуточное положение между цефеидами типа W Vir и долгопериодическими переменными. Такое же положение они занимают по продолжительности своих периодов и (как мы увидим ниже) по светимостям.

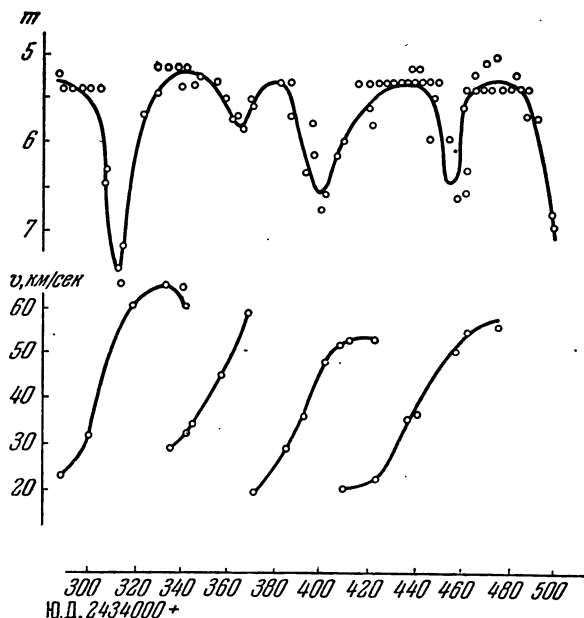


Рис. 92.

Мы уже отмечали, что звезды типа RV Tau по их спектральным характеристикам неодинаковы. Подобная же неоднородность обнаруживается при исследовании движений этих звезд [21]. Звезды типа RV Tau (и близкие к ним «желтые полуправильные звезды») по величине пространственной скорости распадаются на две отчетливые группы: первую группу составляют медленно движущиеся звезды (с пространственной скоростью меньше 70 км/сек), другую — быстро летящие звезды, скорость движения которых превосходит 70 км/сек (для некоторых из них она выше 200—250 км/сек). Медленные звезды отличаются от быстро летящих звезд своими спектрами, а именно большей интенсивностью линий поглощения ионизованных металлов и полос поглощения H. Распределение в пространстве у звезд этих групп также различно. Медленные звезды показывают большую концентрацию к галактической плоскости (средняя галактическая широта  $13^\circ$ ), чем быстрые звезды, у которых средняя широта составляет  $27^\circ$ . Средняя абсолютная фотографическая величина звезд типа RV Tau, определенная по интенсивностям межзвездных линий поглощения и другими путями [21], для медленно движущихся звезд равна —  $3^m,0$  и для быстро летящих звезд —  $1^m,5$ . Эти значения являются промежуточными между значениями средней абсолютной величины долгопериодических цефеид и долгопериодических переменных звезд.

Все перечисленные факты указывают на то, что к типу RV Tau относятся звезды различных звездных составляющих.

§ 49. Полуправильные и неправильные переменные звезды прочих типов. Звезды типа RV Tau, как было отмечено в предыдущем параграфе, изменяют свой блеск не всегда правильным образом. Существуют переменные звезды, у которых общий характер изменений блеска такой же, как и у звезд типа RV Tau, но неправильности на кривой блеска встречаются чаще и периоды неправильного изменения блеска могут быть значительно большими. Эти звезды относятся к спектральным классам F, G или K и поэтому называются «желтыми полуправильными переменными звездами». У них имеется сходство со звездами типа RV Tau в ряде особенностей спектра; в частности, в спектрах многих из этих звезд вблизи максимума блеска наблюдаются яркие линии водорода.

Ввиду отсутствия точных критериев для отделения звезд типа RV Tau от «желтых полуправильных звезд» существует известный произвол в отношении некоторых звезд к одному из этих типов.

Чередование глубоких и мелких минимумов блеска наблюдается также у переменной звезды AF Cyg (рис. 93), относящейся к спектральному классу M, и у некоторых других переменных звезд того же класса. Эти звезды причисляют к «красным полуправильным переменным звездам», включающим в себя помимо указанной много других разновидностей переменных звезд, например звезды подтипов RS Snc,  $\mu$  Ser, Z Aqr и др. Все «красные полуправильные звезды» принадлежат к спектральному классу M и изменяют свой блеск циклически, с амплитудой, не превосходящей  $2^m$ , и длиной цикла от нескольких десятков до нескольких сотен дней. Степень регулярности изменений блеска у звезд, относящихся к «красным полуправильным звездам», различна. Некоторые из них близки по правильности к долгопериодическим переменным (Z Aqr, X Mon), у других же неправильности кривой блеска очень велики.

Кривая блеска у некоторых из «красных полуправильных звезд» кажется результатом сложения двух колебаний. Так, например, предполагается, что кривая блеска  $\mu$  Ser представляет колебания с длиной цикла порядка нескольких сотен дней и амплитудой около  $0^m,5$ , на которые накладываются колебания с амплитудой  $0^m,1$  и длиной цикла приблизительно 100 дней. Аналогичная «двойная периодичность» найдена у  $\alpha$  Ori и других

звезд. Однако применение современных методов статистики к обработке однородных наблюдений блеска  $\mu$  Сер за 54 года [22] показало, что изменения блеска этой звезды являются результатом скорее стохастического, чем гармонического процесса. Поэтому к выводам о наличии «двойной периодичности» и правильности в колебаниях блеска «красных полуправильных звезд» следует относиться с осторожностью.

Спектры «красных полуправильных звезд» в основных чертах не отличаются от спектров обычных гигантов и сверхгигантов класса М [23], [24].

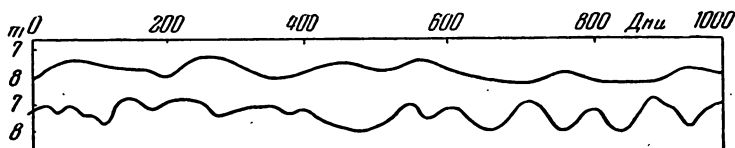


Рис. 93.

У некоторых из этих звезд (например, у  $\mu$  Сер [24]) в эпоху возрастания блеска в спектре иногда наблюдались яркие линии водорода небольшой интенсивности. Замечено также, что интенсивность полос поглощения TiO, наблюдающихся в спектрах всех звезд класса М, в спектре  $\mu$  Сер увеличивалась с уменьшением блеска. В течение цикла смещения линий поглощения изменяются на несколько километров в секунду.

По наблюдениям К. А. Григоряна [25] излучение  $\mu$  Сер поляризовано. Степень поляризации меняется со временем в пределах от 1,0 до 2,3%. Корреляции этих изменений с изменениями блеска (в синих лучах) не обнаружено. Факт поляризации излучения  $\mu$  Сер может служить указанием на присутствие в излучении этой звезды нетепловой составляющей.

У полуправильных переменных звезд кривая блеска с большей или меньшей точностью формально может быть представлена как следствие наложения двух или более циклических колебаний. Вместе с тем существуют



Рис. 94.

звезды, у которых пока не смогли обнаружить никакой регулярности в изменениях блеска. Эти звезды называются неправильными переменными. На рис. 94 приведена кривая блеска неправильной переменной TU Aur.

Почти все неправильные переменные принадлежат к спектральному классу М. По-видимому, они являются продолжением последовательности «красных полуправильных звезд» в сторону уменьшения регулярности изменений блеска.

Все «красные полуправильные» и неправильные переменные звезды имеют высокую светимость [26], [27]. Часть из них (около 10%) сверхгиганты с абсолютной величиной от  $-4^m,5$  до  $-2^m,0$ . Остальные звезды являются гигантами со средней абсолютной величиной около  $-0^m,9$ .

§ 50. Спектральные переменные звезды. а) Звезды типа Ве. У многих из звезд спектрального класса В с яркими линиями в спектре (звезды типа Ве) наблюдаются неправильные колебания блеска с амплитудой  $0^m,1$ — $0^m,2$ . В отдельных случаях отмечены и более значительные изменения блеска.



Например, блеск  $\gamma$  Cas в 1936 г. возрос на  $1^m,5$  и в дальнейшем, постепенно уменьшаясь, колебался в пределах  $0,5-1^m,0$  (рис. 95).

По светимости звезды типа Ве существенно не отличаются от обычных звезд класса В, которые, как известно, имеют очень высокую светимость. Таким образом, в соответствии с принятой классификацией звезды типа Ве принадлежат к неправильным переменным звездам высокой светимости. Процессы, происходящие во внешних слоях этих звезд, наблюдались чаще и теоретически изучены лучше, чем явления в атмосферах переменных звезд других типов.

Главной особенностью спектра звезд типа Ве, отличающей его от спектра звезд класса В, является присутствие в спектре ярких линий бальмеровской серии водорода и менее интенсивных линий нейтральных и ионизованных металлов, а также ионов ОII,

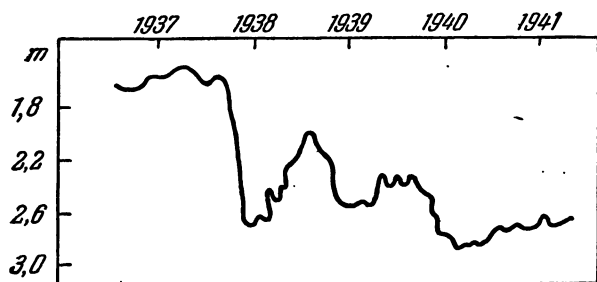


Рис. 95.

СII и др. В спектрах звезд Ве, относящихся к ранним подклассам (Ве0—Ве1), наблюдаются также линии HeI и FeIII. По характеру ярколинейчатого спектра звезд типа Ве можно заключить, что яркие линии появляются в результате рекомбинаций ионизованных атомов на верхние энергетические уровни и последующих каскадных

переходов на нижние уровни, т. е. аналогично тому, как появляются яркие линии в спектрах планетарных туманностей. Подобные процессы могут протекать только в среде с малой плотностью материи. Следовательно, звезды типа Ве обладают ионизованными оболочками. Этот вывод убедительно подтверждается и данными о непрерывном спектре звезд типа Ве.

Произведенное Барбье и Шалонжем с сотрудниками сравнение распределения энергии в непрерывном спектре звезд Ве и нормальных звезд класса В, имеющих ту же самую ионизационную температуру, показало, что в среднем спектрофотометрическая температура звезд типа Ве несколько меньше, чем у звезд без ярких линий в спектре [28]. Позже Цой Дяй О [29] нашел, что и при учете межзвездного поглощения света указанное различие между звездами В и Ве остается. Кроме того, существует различие между спектрами звезд Ве и В в величине скачка интенсивности у границы бальмеровской серии. У звезд класса В интенсивность излучения  $I$  у границы серии со стороны коротких волн (в бальмеровском континууме) меньше, чем со стороны длинных волн (в пашеновском континууме). Поэтому скачок интенсивности  $D$ , определяемый формулой

$$D = \lg \frac{I_{\nu < \nu_2}}{I_{\nu > \nu_2}}, \quad (3)$$

где  $\nu_2$  — частота предела бальмеровской серии, у этих звезд положителен. У звезд типа Ве величина  $D$  в среднем меньше, чем у звезд В соответствующего подкласса [28], [29]. Иногда скачок даже становится отрицательным, т. е. у границы серии излучение в бальмеровском континууме превосходит излучение в пашеновском континууме.

Отмеченные черты непрерывного спектра звезд типа Ве объясняются тем, что наблюдаемый спектр звезды Ве является результатом наложения на спектр звезды класса В спектра оболочки. Излучение оболочки в бальмеровском континууме интенсивнее, чем в пашеновском, и поэтому величина  $D$

у звезды, обладающей оболочкой, меньше, чем у звезды без оболочки. Кроме того, распределение энергии в спектре оболочки соответствует гораздо более низкой температуре, чем электронная температура оболочки, которая в свою очередь обычно не превосходит температуры звезды. Вследствие этого накладывающееся излучение оболочки понижает цветовую температуру звезды.

Такова качественная интерпретация особенностей непрерывного спектра звезд типа Ве. Более подробно эти вопросы, как и другие проблемы теории звезд типа Ве, рассмотрены в главе о звездных атмосферах (гл. XV). Отметим, что путем сравнения теории с наблюдениями для ряда звезд типа Ве были определены доля излучения оболочки в общем излучении звезды, электронная температура оболочки  $T_e$  и масса, выбрасываемая звездой за год [30], [31]. За границей бальмеровской серии водорода излучение оболочки

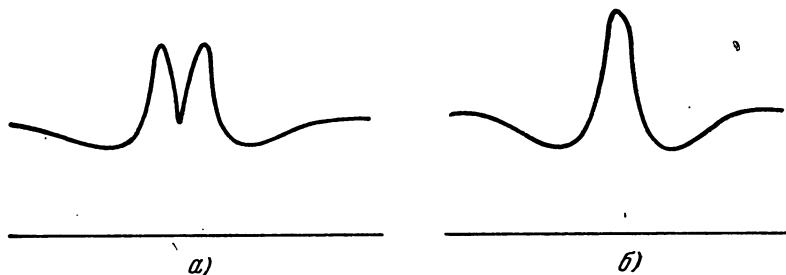


Рис. 96.

составляет около 0,1 общего излучения звезды. Величина  $T_e$  равна 30 000° для звезд В0е и 10 000—20 000° для звезд В1е—В3е. За год из звезды Ве выбрасывается масса порядка  $10^{-6}$ — $10^{-7} \odot$ . У звезды  $\gamma$  Cas в 1936—1938 гг. выбрасывание вещества происходило более интенсивно, и оболочка, существовавшая у звезды в это время, была более мощной, чем у других звезд Ве.

Оболочки звезд типа Ве оказываются непрозрачными для излучения в линиях бальмеровской серии водорода, и поэтому объяснение наблюдаемых интенсивностей и профилей ярких линий требует применения теории движущихся оболочек звезд [11], [30].

Рассмотрим особенности профилей линий в спектрах звезд типа Ве. В большинстве случаев яркие линии представляются наложенными на широкие и неглубокие линии поглощения и состоят из двух компонентов (рис. 96, а). Иногда встречаются звезды с одиночными яркими линиями (рис. 96, б). Ширина ярких линий составляет несколько ангстремов, а у линий поглощения, лежащих под ними, ширина гораздо больше (иногда достигает 20 Å).

Яркие линии в спектрах звезд типа Ве подвержены изменениям. Меняются преимущественно профили линий без существенного изменения их эквивалентной ширины. Обычно происходят вариации относительных интенсивностей компонентов ярких линий. «Центральная депрессия» при этом бывает смещена в сторону более интенсивного компонента. В ряде случаев наблюдалось и изменение эквивалентной ширины ярких линий. Иногда она постепенно уменьшается до тех пор, пока яркие линии не исчезают из спектра. По истечении некоторого времени линии вновь появляются. Закономерностей в исчезновениях и последующих появлениях ярких линий заметить не удалось.

Для истолкования профилей линий в спектрах звезд типа Ве следует учесть, что в периоды отсутствия ярких линий в спектре эти звезды внешне не отличаются от обычных звезд класса В. Широкие и неглубокие профили

линий поглощения у многих звезд класса В объясняются тем, что эти звезды быстро вращаются. По-видимому, и звезды типа Ве вращаются с большой скоростью. Следовательно, вращаются и оболочки этих звезд. Скорость вращения оболочки на эффективном уровне излучения в линиях меньше, чем на поверхности звезды (так как в оболочке должен сохраняться угловой момент), и ширина ярких линий поэтому меньше, чем ширина линий поглощения.

Оболочки звезд типа Ве образуются вследствие выбрасывания из этих звезд вещества. Выбрасывание имеет характер истечения (так как эмиссионные черты спектра сравнительно устойчивы) и должно приводить к образованию протяженной оболочки. Эти соображения подтверждаются сходством теоретических профилей ярких линий, образованных во вращающейся и одновременно расширяющейся оболочке звезды, с профилями, наблюдаемыми в спектрах звезд типа Ве [30].

Тот факт, что у многих звезд типа Ве время от времени яркие линии исчезают из спектра, может быть объяснен только прекращением выбрасывания вещества из звезды, которое, следовательно, не всегда является стационарным. На нестационарность в выбрасывании вещества указывают и изменения профилей ярких линий [30], происходящие без изменения их эквивалентной ширины.

Когда выбрасывание вещества из звезды ослабевает, но не прекращается полностью, то окружающая звезду оболочка становится менее плотной и менее оптически толстой, а когда выбрасывание усиливается, плотность вещества оболочки и оптическая толщина ее увеличиваются. При условии, что оболочка остается непрозрачной для излучения в линиях, изменение ее плотности мало влияет на величину энергии, излучаемой в линии. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим линию бальмеровской серии с частотой  $\nu_{2k}$ . Энергия  $E_{2k}$ , излучаемая протяженной оболочкой в этой линии, согласно теории движущихся оболочек звезд определяется выражением

$$E_{2k} = 4\pi A_{k2} h \nu_{2k} \int_{r_0}^{\infty} n_k \beta_{2k} r^2 dr, \quad (4)$$

где  $n_k$  — число атомов в состоянии с номером  $k$  в  $1 \text{ см}^3$ ,  $\beta_{2k}$  — доля квантов, выходящих из оболочки вследствие наличия в ней градиента скорости, и  $r_0$  — радиус звезды. Остальные обозначения в (4) обычные.

Так как  $\beta_{2k} \sim \frac{1}{n_2}$ , то  $n_k \beta_{2k} \sim \frac{n_k}{n_2}$ . Степень возбуждения, а значит и  $\frac{n_k}{n_2}$ , слабо зависит от плотности оболочки, и поэтому при изменении интенсивности выбрасывания вещества из звезды  $E_{2k}$  остается приблизительно постоянной. В то же время распределение интенсивности излучения внутри линии (профиль линии), определяемое главным образом величинами  $n_k(r)$  и скоростью движения оболочки (см. гл. XVII), существенно зависит от того, насколько интенсивно выбрасывается вещество из звезды. Следовательно, перемены профилей ярких линий при сохранении эквивалентной ширины линий указывают на изменения интенсивности выбрасывания вещества из звезды.

При изменениях плотности оболочки, происходящих вследствие нестационарности процесса истечения вещества из звезды, меняется излучение оболочки в непрерывном спектре. Наблюдателем всегда воспринимается суммарное излучение звезды и оболочки. При изменении излучения оболочки наблюдаемый блеск звезды также изменится.

Обозначим через  $\Delta m$  разность величин звезды без оболочки и звезды, окруженной оболочкой. Оптическая толщина оболочки в видимой части спектра обычно намного меньше единицы (так как сквозь оболочку видны без значительного искажения линии поглощения, принадлежащие обраба-

щему слою самой звезды). Поэтому величина  $\Delta m$  определяется простым выражением

$$\Delta m = 2,5 \lg \frac{E_* + E_{об}}{E_*}, \quad (5)$$

где  $E_*$  — энергия, излучаемая звездой без оболочки, и  $E_{об}$  — энергия, излучаемая оболочкой в некоторой эффективной длине волны. (Например, если  $\Delta m$  — разность визуальных величин, то можно считать, что  $\lambda_e = 5550 \text{ \AA}$ .)

Так как оболочка излучает вследствие рекомбинаций атомов водорода, то, находя по известным формулам энергию, излучаемую единицей объема (см. гл. XVII), и интегрируя по всему объему оболочки, для  $E_{об}$  получаем формулу

$$E_{об} = R(T_e) e^{-\frac{h\nu_e}{kT_e}} \int n_e n^+ dV, \quad (6)$$

где  $R(T_e)$  — некоторая известная функция электронной температуры,  $n_e$  и  $n^+$  — число электронов и протонов в  $1 \text{ см}^3$  соответственно. При изменениях интенсивности выбрасывания вещества из звезды плотность вещества в оболочке, а значит, и величина произведения  $n_e n^+$  меняются. Вследствие этого изменяется величина  $E_{об}$ . Если энергия  $E_*$ , излучаемая звездой, остается постоянной, то величина  $\Delta m$ , а значит, и наблюдаемый блеск звезды должны при этом соответственно измениться. В большинстве случаев нет оснований предполагать заметного изменения блеска самой звезды с течением времени и перемены наблюдаемого блеска вполне могут быть объяснены с указанной точки зрения, как, например, в упомянутом случае  $\gamma \text{ Cas}$  [30]. В отдельных случаях изменения наблюдаемого блеска звезды типа Ве нелегко объяснить таким образом и, по-видимому, надо допустить, что изменяется блеск самой звезды (уменьшение блеска Плеяды в 1936 г.).

Таким образом, механизм изменений блеска звезд типа Ве в первом приближении установлен. Однако природа звезд типа Ве и, в частности, причины, вызывающие иррегулярное выбрасывание вещества из них, остаются неизвестными.

б) Магнитные переменные звезды типа  $\alpha^2$  Гончих и  $\chi$  Псов. Звезды типа  $\alpha^2$  Гончих Псов ( $\alpha^2 \text{ CVn}$ ) принадлежат к спектральному классу A и характеризуются присутствием в их спектрах интенсивных линий редкоземельных элементов. Их светимости выше, чем у звезд главной последовательности того же класса, приблизительно на  $1^m$ .

Как нашел еще А. А. Белополюский, интенсивности многих из линий в спектре  $\alpha^2 \text{ CVn}$  периодически изменяются. Эти линии разделяются на две группы (группа, представляемая  $\text{Eu II}$ , и группа, представляемая  $\text{Cr II}$ ), в которых изменение интенсивностей происходит в противоположных направлениях. Вместе с интенсивностями с тем же периодом меняются смещения и профили линий.

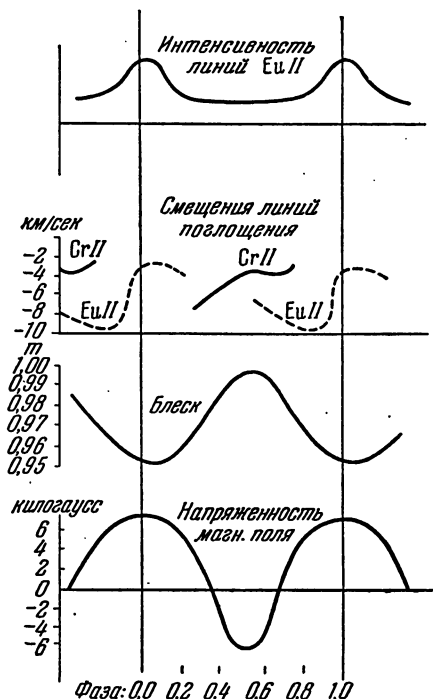


Рис. 97.

Фотоэлектрические измерения установили переменность блеска звезд типа  $\alpha^2$  CVn. Так, в частности, у самой звезды  $\alpha^2$  CVn амплитуда изменения блеска составляет  $0^m,05$  в желтых и  $0^m,03$  в синих лучах [32]. Период изменения блеска равен периоду изменения интенсивности линий.

Бабкок установил, что звезды этого типа обладают сильным переменным магнитным полем [33]. У звезды  $\alpha^2$  CVn поле периодически обращается с амплитудой 4000 гаусс.

Изменения интенсивности и смещения спектральных линий звезды HD 125248 типа  $\alpha^2$  CVn сопоставлены на рис. 97 с изменениями ее блеска и интенсивности магнитного поля на ее полюсах.

Связь изменений спектра и блеска звезды с изменениями магнитного поля очевидна. Дейч обнаружил корреляцию между ширинами меняющихся линий и периодом звезды [34]. На этом основании он принял, что переменные типа  $\alpha^2$  CVn представляют собой вращающиеся звезды, наблюдаемые в экваториальной плоскости или близко к ней. Период спектральных изменений представляет собой период вращения. Для объяснения магнитной и спектральной переменности делается предположение о том, что магнитная ось звезды наклонена к оси вращения. Изменения блеска звезды, если это предположение правильно, могут быть обусловлены тем, что поверхностная яркость звезды неодинакова в различных ее зонах.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VIII

1. Ludendorff H., Stzb. Preuss. Akad. Wiss. 1932, XX.
2. Hetzler Ch., ApJ 83, 372, 1936.
3. Pettit E., Nicholson S., ApJ 78, 320, 1933.
4. Mayall M., J. Roy. Astron. Soc. Canada 50, 135, 1956.
5. Merrill P., Spectra of long-period variable stars, Chicago, 1940.
6. Шайн Г. А., Zs. f. Ap. 10, 73, 1935.
7. Шайн Г. А., ДАН СССР 42, 254, 1944; 44, 293, 1944.
8. Joy A., ApJ 106, 288, 1947.
9. Joy A., ApJ Suppl. Series 1, 39, 1954.
10. Шайн Г. А., Изв. АН СССР, сер. физ. 9, 161, 1945.
11. Соболев В. В., Движущиеся оболочки звезд, Ленинград, 1947.
12. Горбачкий В. Г., Астрон. журн. 34, 860, 1957; 35, 748, 1958.
13. Scott R., ApJ. 101, 71, 1945.
14. Жевакин С. А., Астрон. журн. 31, 335, 1954.
15. Wilson R., Merrill P., ApJ 95, 248, 1942.
16. Merrill P., ApJ 94, 171, 1941.
17. Кукаркин Б. В., Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, Гостехиздат, 1949.
18. Oort J., Tulder J. van, BAN 9, 332, 1939.
19. Rosino L., ApJ 113, 60, 1951.
20. Abt H., Astron. J. 58, 210, 1953; ApJ 122, 72, 1955.
21. Joy A., ApJ 115, 25, 1952.
22. Ashbrook J., Dunscombe R., Woerkom A. van, Astron. J. 59, 12, 1954.
23. Keenan Ph., ApJ. 95, 461, 1942.
24. McLaughlin O., ApJ 103, 35, 1946.
25. Григорян К. А., Сообщ. Бюраканск. обсерв. 25, 45, 1958.
26. Joy A., ApJ 96, 344, 1942.
27. Wilson R., ApJ 96, 371, 1942.
28. Barbier P., Chalonge P. и др., Ann. d'ap. 4, 1, 1941.
29. Цой Дяй О., Астрон. журн. 33, 506, 1956.
30. Горбачкий В. Г., Астрон. журн. 26, 307, 1949; 28, 450, 1951.
31. Цой Дяй О., Астрон. журн. 33, 628, 1956.
32. Provin S., ApJ 118, 489, 1953.
33. Babcock H., ApJ 110, 126, 1949.
34. Deutsch A., Trans. IAU 8, 801, 1954.
35. Горбачкий В. Г., Астрон. журн. 38, 256, 1961.

## ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ СРЕДНЕЙ И МАЛОЙ СВЕТИМОСТИ

В этой главе рассматриваются переменные звезды, имеющие либо все время, либо только в минимумах блеска небольшую светимость (за исключением новых и повторных новых звезд, которым посвящена отдельная глава). Наблюдения таких звезд являются очень сложными вследствие их малой светимости и обычно нерегулярной переменности блеска; они возможны только при достаточной технической оснащенности наблюдателей. Поэтому сведения о спектрах этих звезд (а во многих случаях и об изменениях их блеска) имеют обрывочный характер и количество известных звезд каждого из типов невелико. Тем не менее на основе уже установленных фактов сделаны важные выводы о природе некоторых из переменных звезд малой светимости; так, В. А. Амбарцумян показал [1], что звезды типа Т Тау имеют возраст всего несколько миллионов лет; им же обнаружено [2], что излучение звезд типов Т Тау, UV Ceti и некоторых других не всегда является тепловым. Благодаря этим обстоятельствам исследование переменных звезд-карликов приобрело первостепенное значение для астрофизики, в особенности для выяснения путей развития звезд.

§ 51. Звезды типа Z Андромеды. Звезды типа Z Андромеды (Z And) называются новоподобными переменными. Это название объясняется сходством между звездами типа Z And и повторными новыми в отношении изменений блеска и некоторых особенностей спектров.

Видимая величина всех известных новоподобных звезд мала. Одной из наиболее ярких является звезда, служащая представителем звезд этой группы, — Z And; в максимуме блеска она иногда достигает восьмой величины. Звезда Z And изучена лучше других новоподобных звезд (AX Per, BF Cyg, AG Per и др.), и мы подробнее остановимся на результатах исследования именно этой звезды.

Блеск Z And время от времени возрастает на несколько величин (это явление называется «вспышкой» звезды). За вспышкой следуют колебания блеска с уменьшающейся амплитудой. В этом отношении кривые блеска новоподобных переменных (кривая блеска Z And изображена на рис. 98) подобны кривым блеска некоторых из новых звезд, показывающих на нисходящей ветви кривой блеска затухающие колебания (например, N Персея 1901). Разница между кривыми блеска новых и новоподобных звезд состоит в том, что подъем блеска и его последующие колебания у звезд типа Z And происходят гораздо медленнее, чем у новых, и амплитуды вспышек у них значительно меньше, чем у новых звезд.

Из сравнения визуальной кривой блеска Z And с фотографической следует, что показатель цвета звезды  $CI = m_{pg} - m_{rv}$  в минимумах блеска велик — около  $1^m$ , а с возрастанием блеска он уменьшается до  $0,3 - 0,4$ . Отсюда можно сделать вывод об увеличении спектрфотометрической температуры при возрастании блеска. Измерения спектрфотометрической температуры  $T_c$  у Z And в минимумах блеска дают значение  $5200^\circ \pm 900^\circ$  [3]. Величина  $I_c$

в минимумах блеска у других новоподобных звезд еще меньше. Так, например, для  $\text{CI Cyg}$   $T_c \approx 3700^\circ$  [4]. Скачок интенсивности излучения у границы бальмеровской серии в спектрах  $\text{AX Per}$  и  $\text{BF Cyg}$  отрицателен, т. е. интенсивность в бальмеровском континууме больше, чем в пашенновском. Величина  $D$  равна  $-0,4$  для  $\text{AX Per}$  и  $-0,1$  для  $\text{BF Cyg}$  [5].

Линейчатый спектр звезды в минимумах блеска [5], [6], [7] состоит из ярких линий, разделяющихся на две группы: а) линии с высоким потенциалом возбуждения, принадлежащие  $\text{He II}$ ,  $\text{N III}$  и другим элементам, в том числе и запрещенные линии  $[\text{OIII}]$ ,  $[\text{NeIII}]$ ,  $[\text{NV}]$ ; считают, что эти линии образуются в туманности (подобной планетарной), и относят их к так называемой «небулярной части» эмиссионного спектра; б) линии с меньшим потенциалом возбуждения ( $\text{H}$ ,  $\text{HeI}$ ,  $\text{MgII}$ ,  $\text{FeII}$  и др.); по-видимому, они возникают в атмосфере звезды и поэтому называются «звездной частью» эмиссионного спектра.



Рис. 98.

При вспышке звезды вид спектра коренным образом изменяется. Линии высокого возбуждения исчезают, а линии «звездной части» спектра превращаются в линии поглощения с эмиссионным компонентом на фиолетовом краю. В результате спектр  $\text{Z And}$  становится похожим на спектр звезды типа  $\text{P Cyg}$ . Это сходство усиливается тем, что линии поглощения, так же как и в спектрах звезд типа  $\text{P Cyg}$ , оказываются смещенными в сторону коротких волн (в среднем на  $-80 \text{ км/сек}$ ). В максимумах блеска распределение энергии в спектре  $\text{Z And}$  соответствует классам  $\text{A} - \text{F}$ .

Превращение эмиссионного спектра в спектр типа  $\text{P Cyg}$  во время вспышки 1939 г. заняло несколько месяцев. Блеск звезды за это время увеличился на  $3^m$ , а спектrophотометрическая температура увеличилась с 5000 до  $10\,000 - 12\,000^\circ$ . Падение блеска (после очень плоского максимума) сопровождалось ослаблением линий поглощения типа  $\text{P Cyg}$ . Появились и постепенно усиливались яркие линии «небулярной части» спектра. Год спустя после начала вспышки линии типа  $\text{P Cyg}$  исчезли; возникла очень сильная эмиссия в бальмеровском континууме, и спектр принял свой обычный вид.

При последовавших за вспышкой затухающих колебаниях блеска линии типа  $\text{P Cyg}$  не появлялись и линии высокого возбуждения не исчезали полностью; с возрастанием блеска наблюдалось лишь уменьшение их интенсивности по отношению к линиям «звездной части» спектра.

Объяснение явлений, наблюдавшихся при вспышке  $\text{Z And}$ , было дано О. Струве и Свингсом [6]; по их мнению, в период вспышки из звезды выбрасывалось вещество, образовавшее вокруг нее протяженную оболочку. Этой оболочкой и создавался спектр типа  $\text{P Cyg}$ . В то же время высокочастотное излучение звезды (за пределом серии Лаймана), которым до вспышки вызывалось свечение внешней туманности, поглощалось в образовавшейся оболочке; поэтому исчезли яркие линии высокого возбуждения.

С постепенным прекращением выбрасывания вещества из звезды блеск ее стал падать, а оптическая толщина расширяющейся оболочки уменьшалась. Вследствие уменьшения поглощения в оболочке линии типа Р Cyg ослабевали, и под действием высокочастотного излучения звезды возобновилось свечение туманности.

Таким образом, явления при вспышке Z And весьма сходны с явлением вспышки новой звезды; по-видимому, механизм увеличения блеска в обоих случаях один и тот же (см. гл. XI), а колебания блеска после вспышки были вызваны тем, что выбрасывание вещества из звезды время от времени возобновлялось, но с меньшей интенсивностью.

Истолкование явления вспышки новоподобной звезды, предложенное Струве и Свингсом, не затрагивает некоторых важных особенностей спектра звезды, среди которых в первую очередь следует упомянуть ее низкую спектрофотометрическую температуру (в минимумах блеска); другой интересной чертой спектра является присутствие в нем в периоды наименьшего блеска наряду с яркими линиями полос поглощения TiO, обычно встречающихся в спектрах холодных звезд класса M. С возрастанием блеска звезды интенсивность полос уменьшается до полного их исчезновения, при падении блеска они вновь появляются.

Таким образом, спектры новоподобных переменных в минимумах блеска характеризуются сочетанием в них особенностей спектров звезд ранних спектральных классов с некоторыми чертами спектров звезд поздних классов. Для объяснения этого факта предполагалось (например, [81]), что новоподобные переменные звезды являются двойными системами, состоящими из холодной звезды класса M и горячей звезды. По мнению Бермана яркие линии возникают в обширной атмосфере горячей звезды, а полосы поглощения TiO образуются в атмосфере холодной звезды.

Гипотеза о двойственности новоподобных переменных получила широкое распространение, но против нее может быть выдвинут ряд возражений. Так, например, чтобы согласовать эту гипотезу с наблюдениями, приходится считать, что оба компонента системы переменны и изменения их блеска протекают синхронно. Подобное совпадение представляется очень странным и нуждается в специальном объяснении. Кроме того, до сих пор не получено непосредственного подтверждения двойственности ни одной из новоподобных переменных звезд. Поэтому, хотя возможность того, что та или иная новоподобная переменная является двойной звездой, не исключена, объяснение указанным путем сложного характера их спектра не кажется правдоподобным.

Совершенно по-иному истолковывает одновременное присутствие полос поглощения TiO и ярких линий в спектрах звезд типа Z And В. В. Соболев [9]. Он считает, что эти звезды (так же, как и долгопериодические переменные) являются горячими звездами, окруженными оболочками. Оптическая толщина оболочки в видимой части спектра велика ( $\tau > 1$ ). Внутренние слои оболочки ионизованы излучением звезды, и в них образуются яркие линии. До внешних же частей оболочки высокочастотное излучение не доходит, поэтому они имеют сравнительно низкую температуру и дают соответственный низкотемпературный спектр.

Эта точка зрения на природу спектров новоподобных переменных звезд согласуется с отмеченным выше фактом выбрасывания из них вещества и в общем хорошо объясняет особенности новоподобных переменных. К сожалению, остается непонятным присутствие в спектре, наряду с полосами поглощения, ярких линий «небулярной части» спектра, которые, как уже говорилось, излучаются удаленной от звезды туманностью. Более того, наблюдения показывают, что интенсивность этих ярких линий и интенсивность полос поглощения увеличиваются одновременно [10], тогда как, если ярко-



линейчатый спектр и спектр поглощения образуются одной оболочкой, следовало бы ожидать противоположного явления. В связи с этим крайне желательно дальнейшее развитие теории с целью объяснения указанных фактов.

§ 52. Звезды типов U Блинецов и Z Жирафа. К переменным звездам типа U Блинецов (U Gem) относят звезды, блеск которых время от времени скачкообразно возрастает на  $2-4^m$  («вспышка» звезды) и затем быстро уменьшается до первоначального значения. В промежутках между вспышками блеск звезды остается приблизительно постоянным. Интервал времени от начала одной вспышки до начала следующей (цикл) для одной и той же звезды колеблется в широких пределах; например, у SS Cyg (самой яркой из звезд этого типа) наблюдались циклы продолжительностью от 20 до 110 дней. Неодинаковы и амплитуды разных вспышек одной и той же звезды. Для примера на рис. 99 приводится кривая блеска U Gem.

Вместе с тем каждой звезде присущи определенные средняя величина цикла и средняя величина амплитуды вспышки.

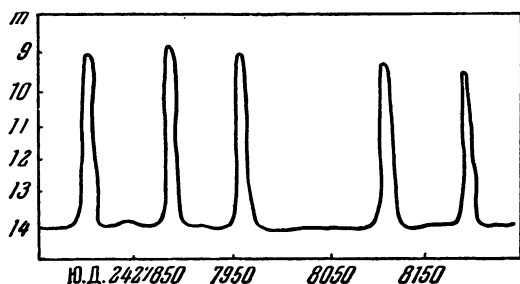


Рис. 99.

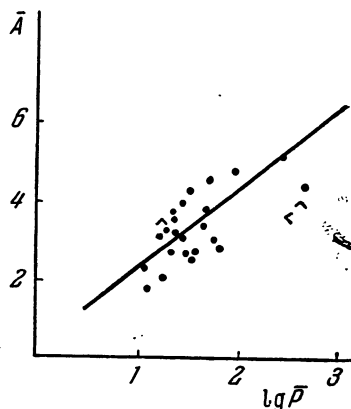


Рис. 100.

В 1933 г. П. П. Паренаго и Б. В. Кукаркин обнаружили статистическую зависимость между этими величинами [11]. Оказывается, что чем больше средняя величина цикла  $\bar{P}$ , тем больше и средняя амплитуда вспышки  $\bar{A}$ . На рис. 100 графически изображена эта зависимость для звезд типа U Gem ( $\bar{A}$  выражена в зв. величинах,  $\bar{P}$  — в днях).

Подобная же зависимость между величиной предшествующего цикла и амплитудой вспышки существует и для каждой отдельной звезды типа U Gem.

Аналитически связь между  $\bar{A}$  и  $\bar{P}$  представляется следующим соотношением:

$$\bar{A} = 0^m,4 + 1,85 \lg \bar{P}.$$

Физический смысл этой зависимости пока не выяснен. Интересно, что она имеет место не только для звезд типа U Gem. Подобным же образом связаны средние циклы и амплитуды вспышек повторных новых звезд. Это обстоятельство, возможно, служит указанием на сходство причин вспышек звезд типа U Gem с факторами, вызывающими вспышки повторных новых. Сам же процесс вспышки звезды типа U Gem в отношении его внешних проявлений не похож на вспышки новых звезд. Различие между вспышками звезд типа U Gem и вспышками новых сказывается в том, что кривые блеска этих звезд не похожи на кривые блеска новых звезд.

Наряду со значительными вспышками вблизи минимума блеска и в минимуме SS Cyg наблюдаются частые небольшие колебания блеска с амплитудой  $0,1-0^m,2$  за  $2-5$  мин и кратковременные вспышки с амплитудами

0,3—0<sup>m</sup>,6 [12], [13]. Скорость изменения блеска доходит до 0<sup>m</sup>,25 в 1 мин. Абсолютная амплитуда флуктуаций блеска не меняется при увеличении среднего блеска звезды.

Спектры звезд типа U Gem [14], [15] после максимумов блеска и в интервалах между вспышками несколько напоминают спектры новых присутствием очень интенсивных ярких линий бальмеровской серии водорода и менее интенсивных линий ионизованного гелия. Однако профили ярких линий (рис. 101) своеобразны и не имеют ничего общего с профилями ярких линий в спектрах новых звезд. Ширина ярких линий водорода, наблюдающихся в спектрах звезд типа U Gem, достигает 50 Å, они симметричны, и смещение их центров относительно нормального положения невелико (1 Å). Вместе с яркими линиями в спектрах звезд типа U Gem наблюдается

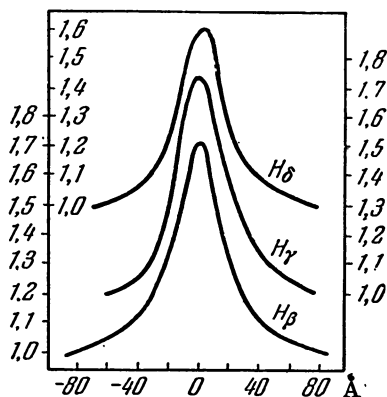


Рис. 101.

чрезвычайно сильная эмиссия в бальмеровском континууме. В частности, у звезды SS Cyg интенсивность излучения в бальмеровском континууме у границы бальмеровской серии в 6—7 раз больше, чем интенсивность излучения по другую сторону границы.

В промежутках между вспышками распределение энергии в видимой части непрерывного спектра SS Cyg соответствует температуре 5000—5500°.

Того же порядка цветовые температуры и других звезд рассматриваемого типа. Имеются немногочисленные наблюдения в минимумах блеска SS Cyg слабых линий поглощения, соответствующих спектральному классу dG5.

При возрастании блеска цветовая температура звезды увеличивается и к максимуму блеска достигает 14 000—15 000° (что соответствует звезде спектрального класса A0). При этом эмиссия в линиях и в непрерывном спектре пропадает. На месте ярких линий водорода появляются линии поглощения, такие же широкие, как исчезнувшие яркие линии. Профили линий поглощения симметричны и очень похожи на профили линий в спектрах белых карликов.

После максимума блеска в центре каждой из линий поглощения появляется симметричная яркая линия, интенсивность которой растет по мере приближе-

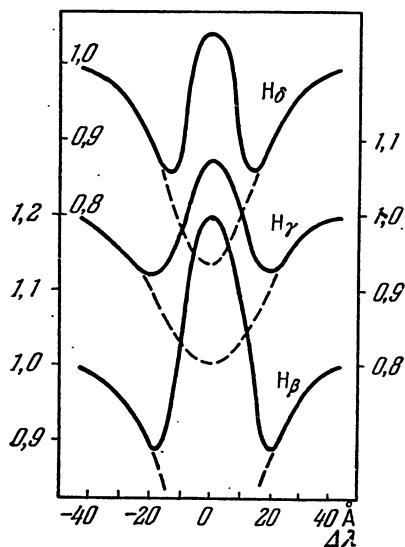


Рис. 102.

ния блеска звезды к его наименьшему значению. На рис. 102 приводятся профили линий в спектре SS Cyg на нисходящей ветви кривой блеска.

Сходство звезд типа U Gem в максимумах блеска с белыми карликами не ограничивается одинаковым видом спектра поглощения и тем же самым распределением энергии в непрерывном спектре. По светимости эти звезды также подобны белым карликам. Визуальная абсолютная величина звезд типа U Gem в максимуме блеска (определенная по их движениям) равна +6<sup>m</sup>. К тому же значению приводят измерения тригонометрического параллакса

SS Cyg. Следовательно, звезды типа U Gem в максимумах блеска являются белыми карликами. Как известно, большая ширина линий поглощения в спектрах белых карликов объясняется эффектом Штарка. По-видимому, расширение линий поглощения и в спектрах звезд типа U Gem вызвано той же причиной. Во всяком случае большая ширина и своеобразные профили линий поглощения (и ярких линий) в спектрах этих звезд не объясняются движениями атмосферы.

Большой интерес представляет вопрос о происхождении ярких линий в спектрах звезд типа U Gem. Присутствие в спектрах этих звезд вместе с яркими линиями водорода эмиссии в бальмеровском континууме и обычный для звезды с яркими линиями в спектре характер декремента бальмеровской серии дают уверенность в том, что ярколинейчатый спектр в этом случае является результатом рекомбинаций водородных атомов. Отсюда можно сделать вывод, что у звезд типа U Gem, по крайней мере в периоды постоянного блеска, имеются оболочки, находящиеся в состоянии высокой ионизации. Так как излучение оболочки весьма интенсивно (в бальмеровском континууме оно значительно превосходит излучение самой звезды), то, следовательно, ее плотность достаточно велика.

Из наблюдаемых смещений ярких линий и линий поглощения в спектре SS Cyg Джой сделал вывод, что эта звезда является спектрально-двойной. Возбуждение ярких линий в спектре приписывается звезде класса В [16]. Однако имеющиеся наблюдения спектра звезды SS Cyg не показывают (помимо наличия ярких линий) признаков присутствия в системе горячей звезды. Излучение в континууме, наблюдающемся в видимой части спектра вместе с непрерывным спектром звезды класса dG5, должно быть результатом рекомбинаций водородных атомов в оболочке. Цветовая температура его низка. По-видимому, второй компонент звезды SS Cyg по своему радиусу и распределению энергии в спектре сильно отличается от обычной звезды класса В. Поэтому вопрос о происхождении рекомбинационного спектра звезды в минимумах блеска остается нерешенным.

С вопросом о природе свечения оболочек звезд типа U Gem тесно связан и вопрос о характере их вспышек. Возрастание блеска может являться следствием возрастания температуры светящейся поверхности или результатом увеличения площади поверхности, а также происходить в результате совместного действия указанных факторов. Согласно современным представлениям о вспышке новой звезды существенную роль в увеличении ее видимого блеска до максимума играет возрастание площади светящейся поверхности. Для звезд типа U Gem нет никаких данных, указывающих на быстрое расширение их оболочек. Напротив, скорее нужно считать, что радиус той звезды из системы SS Cyg, которая испытывает вспышку (dG5, если ее излучение соответствует закону Планка), в максимуме блеска и в период между вспышками один и тот же [17], а вспышка полностью объясняется возрастанием температуры звезды от 5000 до 15 000°.

С этой точки зрения становятся понятными изменения профилей линий водорода в спектре SS Cyg при возрастании и при убывании блеска. По-видимому, абсолютная интенсивность ярких линий не зависит от интенсивности линий поглощения. При возрастании излучения звезды, в спектре которой имеются линии поглощения, яркие линии, накладывающиеся на линии поглощения, кажутся все менее интенсивными и наконец исчезают. При падении блеска звезды после вспышки яркие линии все более выделяются на фоне линий поглощения.

Неизвестно, в какой мере излучение вспыхивающего компонента звезды SS Cyg соответствует закону Планка. Вывод о том, что вспышка звезды вызывается внезапным увеличением ее температуры, может быть лишь предварительным. Этим не исчерпываются все возможные механизмы увеличения

блеска звезды. Как уже упоминалось, согласно В. А. Амбарцумяну, излучение звезд некоторых типов (Т Тау, UV Сет и др.) во время вспышек имеет нетепловой характер. Не исключено, что подобное явление играет роль и при вспышках звезд типа U Gem. В связи с этим представляют значительный интерес звезды типа Z Жирафа (Z Cam). Изменения блеска этих переменных звезд (рис. 103) в течение длительного времени подобны изменениям блеска звезд типа U Gem, но иногда звезда после вспышки на  $3-3^m,5$  уменьшает свой блеск приблизительно на  $1^m$  и остается в этом состоянии сравнительно долго. Затем циклические изменения блеска возобновляются. Спектры звезд

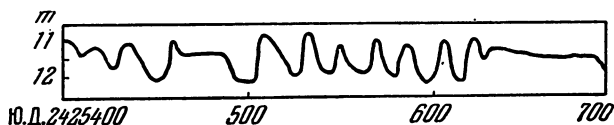


Рис. 103.

типа Z Cam исследованы плохо. Те скудные данные, которыми мы располагаем, указывают на сходство спектров этих звезд со спектрами звезд типа U Gem и иногда со спектрами типа Т Тау [18]. Это обстоятельство указывает на промежуточное положение звезд типа Z Cam между звездами типа U Gem и Т Тау и, таким образом, говорит о возможной связи звезд этих типов.

§ 53. Звезды типа R Северной Короны. Звезды типа R Северной Короны (R CrB) большую часть времени находятся в состоянии приблизительно постоянного блеска с колебаниями в  $0,2-0^m,3$ . Временами блеск звезды резко падает на  $5-8^m$ , а затем постепенно возрастает до своего обычного значения (рис. 104). Светимости звезд в то время, когда блеск их постоянен, соответствуют светимостям звезд-гигантов, а в минимумах блеска звезды типа R CrB являются карликами. Возможно, что в значительной части излучение, идущее от звезды, в максимумах блеска не является тепловым [2].

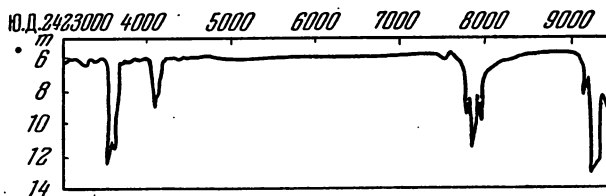


Рис. 104.

Известно мало звезд, принадлежащих к этому типу, и почти все они настолько слабы, что их спектры исследованы плохо (особенно в минимумах блеска), за исключением самой звезды R CrB. Эта звезда подробно изучалась и в эпохи постоянного блеска [19], и в минимумах блеска [20].

В периоды постоянного блеска спектр R CrB классифицируется как поздний F или G0 с характеристической «с», означающей, что линии поглощения являются резкими и глубокими. Такой вид линий поглощения присущ спектрам звезд-гигантов. Однако интенсивности ряда линий в спектре R CrB отличаются от интенсивностей тех же линий в спектрах гигантов соответствующего класса. В особенности обращает на себя внимание исключительно большая интенсивность линий углерода и одновременно малая интенсивность водородных линий.

Кроме линий углерода интенсивны линии ионизованных металлов и редкоземельных элементов. Смещение линий в среднем соответствует скорости  $+25$  км/сек, но с течением времени изменяется на несколько километров

в секунду, как в ту, так и в другую сторону. Распределение энергии в видимой части спектра соответствует температуре  $8000^{\circ}$ , а в фиолетовой — на  $1000^{\circ}$  больше.

В начале падения блеска R CrV никаких изменений в ее спектре не наблюдается до тех пор, пока блеск не уменьшится более чем на  $4^m$ . Тогда в центре линий поглощения H и K (принадлежащих CaII) появляются эмиссионные линии, а сами линии поглощения становятся диффузными и неглубокими, как бы завуалированными. При дальнейшем падении блеска появляются яркие линии ионизованных и нейтральных металлов. Ширина эмиссий H и K увеличивается до  $300 \text{ км/сек}$ , а иногда и больше. В это время в спектре наблюдаются и запрещенные эмиссионные линии [OII]. Линии же балмеровской серии водорода в эмиссии не наблюдались.

Определение химического состава атмосферы R CrV, произведенное по интенсивностям линий поглощения (в предположении, что атмосфера находится в термодинамическом равновесии) [19], показало, что преобладающим элементом в атмосфере этой звезды является углерод (69%), а водорода в ней содержится гораздо меньше (27%). Заметим, что не все звезды, имеющие такие же кривые блеска, как R CrV, являются «углеродными» звездами. Так, например, звезда XX Sgr отличается аномально большой интенсивностью линий железа при сравнительной слабости водородных линий и называется «железной» звездой.

Для объяснения особенностей кривой блеска R CrV делали предположения о том, что эта звезда испытывает вспышки, аналогичные вспышкам новых. Так как в атмосфере звезды содержится большое количество углерода, то образующаяся при вспышке оболочка богата углеродом и поэтому непрозрачна. Сначала она поглощает подавляющую часть излучения звезды, а затем по мере рассеяния оболочки блеск звезды возрастает.

Имеется ряд наблюдательных фактов, не согласующихся с этой гипотезой; перечислим некоторые из них:

1) интенсивность линий поглощения CI и CII при уменьшении блеска не изменяется;

2) при падении блеска во много раз (до 40 раз) спектр звезды совершенно не меняется;

3) не у всех звезд, имеющих кривые блеска, подобные кривой блеска R CrV, атмосферы богаты углеродом.

В свете этих фактов гипотеза о том, что падение блеска R CrV вызывается поглощением излучения звезды в углеродной оболочке, представляется несостоятельной.

Для выяснения природы этих звезд, по-видимому, важно следующее обстоятельство, на которое впервые обратил внимание В. А. Амбарцумян [2]. Кривые блеска некоторых звезд типа R CrV имеют большое сходство с кривыми блеска звезд типа T Tau. Одно время даже сама звезда T Tau была отнесена к типу R CrV. Колебания блеска звезд T Tau, по мнению В. А. Амбарцумяна, имеют особую природу, являясь следствием превращения внутризвездной энергии во внешних слоях звезды в другие виды энергии и, в частности, в излучение. Можно предполагать, что этот же фактор играет важную роль в свечении звезд типа R CrV и в изменениях их блеска.

§ 54. Звезды типов RW Возничего и Тельца. Каждому из рассмотренных нами до сих пор типов переменных звезд небольшой светимости свойственна своя особая форма кривой блеска даже и в тех случаях, когда нет периодичности изменений блеска. Существуют вместе с тем переменные звезды малой светимости, не показывающие закономерности ни в отношении периодичности изменений блеска, ни в формах кривых блеска. Такие звезды называют звездами типа RW Возничего (RW Aur) [21]. Амплитуда изменений блеска одной и той же звезды может лежать в пределах от  $0^m,1$  до  $3^m$ , а ско-

рость колебаний меняется от  $1^m$  за 1 час до  $0^m,1$  за 1 день. Интервалы повышенной активности звезды иногда сменяются длительными промежутками ее более спокойного состояния. Кривая блеска одной из звезд типа RW Aug — RR Tau изображена на рис. 105.

Спектры звезд типа RW Aug различны. Среди этих звезд встречаются звезды всех спектральных классов от В до М. Преобладающими же являются звезды класса G. Во многих случаях спектры являются переменными.

Из звезд типа RW Aug выделяется группа звезд, спектры которых содержат яркие линии типа линий солнечной хромосферы (принадлежащие H, FeI, FeII, CaI, CaII и другим элементам). По спектру поглощения (заметному не всегда) эти звезды можно отнести к классам от F8 до M2 [23]. Они называются звездами типа Т Тельца (Т Tau).

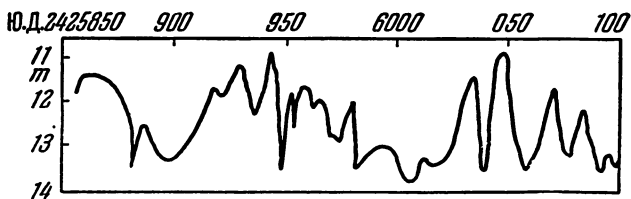


Рис. 105.

Распределение звезд типа Т Тау в пространстве является необычным. Подавляющее большинство известных звезд этого типа группируется в сравнительно малых областях неба. В тех же областях наблюдается много звезд типа RW Aug. В. А. Амбарцумян, впервые обративший внимание на это обстоятельство, сделал вывод о том, что подобные группировки переменных звезд сравнительно, редких типов не могут быть случайными и, следовательно, звезды, входящие в их состав, должны иметь совместное происхождение. Эти группы звезд были названы В. А. Амбарцумяном звездными ассоциациями (Т-ассоциации). Звездные ассоциации, как показал В. А. Амбарцумян, не могли возникнуть давно, так как под действием сил притяжения других звезд они должны быстро распадаться. Поскольку ассоциации еще не распались, их возраст, а значит и возраст входящих в них звезд, сравнительно невелик. По оценке В. А. Амбарцумяна он имеет порядок  $10^7$  лет.

Таким образом, звезды Т Тау имеют недавнее происхождение по сравнению с большинством звезд Галактики (которым приписывается возраст  $10^9$ — $10^{10}$  лет) и поэтому представляют большой интерес для астрофизики и космогонии.

Основные черты спектра [22], [23] одинаковы для всех звезд типа Т Тау, но спектры многих из них обладают индивидуальными особенностями. Общим для всех звезд является присутствие в спектре ярких линий. Наиболее яркими являются линии H и K (CaII). Большой интенсивности достигают также линии балмеровской серии водорода. Спектры богаты яркими линиями FeI и FeII. В спектрах звезд типа Т Тау в эмиссии наблюдаются линии HeI (и слабые He II), запрещенная линия [SII]  $\lambda 4068,2$ . В общем эмиссионный спектр похож на спектр, который дает солнечная хромосфера на высотах свыше тысячи километров, но ширина ярких линий в спектрах этих звезд гораздо больше, чем в спектре хромосферы, и достигает 4—5 Å.

В непрерывном спектре звезд типа Т Тау наблюдается континуум, накладывающийся на непрерывный спектр звезды и вуализующий линии поглощения в ее спектре. Это излучение, называемое непрерывной эмиссией, возростает при переходе к коротким волнам и делает цвет звезд Т Тау более голубым, чем можно было бы ожидать по их спектральному классу. Чрезвы-

чаиню быстрое увеличение интенсивности в ультрафиолетовой области спектра ( $\lambda\lambda$  3850—3650 Å), обнаруженное у двух звезд типа Т Тау (NX Mon и VY Ori) [24] и позже у звезды того же типа AG Dra [25], связывается с тем же явлением непрерывной эмиссии. В качестве другого объяснения резкого возрастания интенсивности излучения у этих звезд в ультрафиолетовой части спектра указывается на возможность слияния бальмеровских эмиссионных линий, сгущающихся к пределу серии [24].

Спектры поглощения у различных звезд Т Тау неодинаковы. Иногда линии поглощения полностью замыкаются непрерывной эмиссией. В тех случаях, когда линии поглощения хорошо заметны, они либо накладываются на яркие линии, либо линия поглощения располагается у красного края яркой линии. Как правило, яркие линии сильнее смещены в сторону коротких волн, чем линии поглощения. Это означает, что слои атмосферы, в которых образуются яркие линии, движутся от звезды быстрее, чем слои, производящие линии поглощения.

Спектры всех звезд типа Т Тау являются переменными. Но, хотя их исследование проводится интенсивно, характер переменности изучен недостаточно. Можно лишь констатировать, что эмиссия в непрерывном спектре и в линиях к максимуму блеска обычно усиливается. Имеются также указания на возрастание цветовой температуры при увеличении блеска.

Звезды типа Т Тау часто бывают связаны с диффузными туманностями, причем в ряде случаев эти туманности являются переменными. Особенно часто связаны со звездами этого типа переменные кометообразные туманности. Сама звезда Т Тау находится в переменной туманности, угловые размеры которой порядка 10—12". В спектре туманности присутствуют интенсивные яркие линии [OII] и [SII] и линии бальмеровской серии водорода. Кроме того, звезда окружена переменной оболочкой («shell»), имеющей 4" в диаметре и по виду напоминающей полукруглый протуберанец. Звезда R Cta находится в ядре переменной туманности. Такое же положение занимают звезды R Mon, RY Tau и некоторые другие. Перемены в туманности часто не кажутся видимым образом связанными с изменениями звезды. Однако трудно сомневаться в том, что во всех этих случаях связь звезды и туманности не является случайной.

По своим светимостям звезды типа Т Тау являются карликами. Абсолютная величина самой звезды Т Тау около 5<sup>m</sup>, и расстояния известных звезд этого типа от Солнца около 100—150 пс.

В ряде случаев звезды типа Т Тау (и RW Aur) имеют тесных визуальных спутников, которые также являются карликами поздних спектральных классов с яркими линиями в спектре. Например, спутник звезды типа Т Тау DD Tau представляет собой звезду того же типа, спутником UX Tau является звезда класса dM2e. Принимая во внимание небольшой возраст звезд Т Тау, следует сделать вывод о том, что эти звезды возникли как двойные, а не образовались путем захвата. Большое значение этого вывода для космогонии очевидно.

К звездам типа Т Тау относят и так называемые объекты Хербига — Аро, представляющие собой слабые звезды, находящиеся внутри туманностей небольшого радиуса, со спектрами, аналогичными спектру туманности около звезды Т Тау [26].

Некоторые переменные типа Т Тау в туманности Ориона, открытые Аро, показывают очень быстрые изменения блеска. Вспышка звезды длится всего несколько десятков минут [27].

При всех отличиях отдельных звезд типа Т Тау друг от друга общим для них является присутствие непрерывной эмиссии или все время, или в периоды вспышек звезды. Исходя из этого факта и сопоставляя его с наличием подобной же эмиссии у ряда звезд типа RW Aur и других типов (в частности,

у звезд типа UV Cet, о которых будет сказано ниже), В. А. Амбарцумян пришел к заключению, что вспышки звезд типа Т Тау являются результатом выделения внутризвездной энергии, доставляемой из недр звезды некоторым, пока неизвестным образом. Часть выделившейся энергии переходит в температурное излучение и другие виды энергии, а часть излучается в форме непрерывной эмиссии (нетепловое излучение). Возможно, что в случае звезд Т Тау энергия выделяется на большой оптической глубине (под фотосферой) и поэтому температура звезды при вспышке увеличивается [2], [28].

Спектры звезд типа RW Aur неодинаковы. У одних звезд и, в частности, у самой звезды RW Aur спектр очень похож на спектры звезд типа Т Тау, у других это сходство менее заметно или его вообще нет. Изменения спектра звезды RW Aur сходны с изменениями спектра Т Тау. Например, при уменьшении блеска звезды от 10,7 до 11<sup>m</sup>,3 цветовая температура (в интервале  $\lambda\lambda$  4000—6500 Å) упала от 7300 до 4300° [29].

Светимости звезд типа RW Aur часто близки к светимостям звезд главной последовательности соответствующего спектрального класса [21].

Различие спектров, светимостей и других характеристик звезд типа RW Aur является следствием того, что отнесение звезды к этому типу производилось только по фотометрическим признакам, т. е. по виду кривой блеска и по яркости, без учета других особенностей звезды. При более детальной классификации переменных звезд от этого названия приходится отказываться и разбивать тип RW Aur на ряд самостоятельных типов.

§ 55. Звезды типа UV Кита. Развитие наблюдательной техники за последние десятилетия дало возможность произвести наблюдения спектров большого числа слабых звезд, принадлежащих преимущественно к поздним спектральным классам. При этом было обнаружено [30], [31], что в спектрах многих из них присутствуют яркие линии CaII, а иногда и линии водорода. Процент звезд, имеющих яркие линии в спектре, в спектральных классах M4—M8 выше, чем у звезд более ранних классов. Так как наличие ярких линий в спектре часто служит указанием на нестационарность звезды, то можно было ожидать, что по крайней мере некоторые из красных карликов являются переменными звездами. В 1948—1952 гг. была установлена переменность блеска нескольких звезд этого класса (dMe) [32]. Самой известной из них является звезда UV Кита (UV Cet) (L 726—8), по которой и назван рассматриваемый тип переменных звезд.

Звездам типа UV Cet свойственны чрезвычайно быстрые и нерегулярные «вспышки», во время которых блеск звезды в течение нескольких минут возрастает в десятки раз (скорость возрастания составляет 0<sup>m</sup>,1 за 1 сек и больше) и после этого быстро ослабевает. Чем больше амплитуда вспышки ( $\Delta m$ ), тем больший промежуток времени ( $\Delta t$ ) требуется, чтобы звезда возвратилась к блеску, наблюдавшемуся до вспышки. По данным Осканяна  $\Delta t$  зависит от  $\Delta m$  экспоненциально [33]. Вся вспышка занимает промежуток времени порядка одного часа. Иногда блеск меняется еще быстрее. Так, у звезды UV Cet в 1952 г. наблюдалось увеличение блеска на 4<sup>m</sup>,8 за 20 сек. Между большими вспышками (с амплитудой  $\geq 1^m,5$ ) происходят меньшие. Средний промежуток времени от одной малой вспышки до другой около 30 мин. Кроме того, наблюдаются сравнительно медленные изменения блеска (со скоростями порядка 0<sup>m</sup>,001 в секунду) [33]. В фотометрическом отношении имеется сходство между вспышками звезд типа UV Cet и хромосферными вспышками на Солнце. Аро отметил большое сходство вспышек звезд типа UV Cet со вспышками быстрых звезд типа Т Тау в туманности Ориона [27].

Спектр звезды в период вспышки претерпевает сильные изменения [34]. Линии поглощения и молекулярные полосы поглощения вуалируются появляющейся в непрерывном спектре интенсивной эмиссией, происхождение которой неизвестно. Эта эмиссия является особенно сильной в коротковол-



новой «голубой» части спектра. Одновременно увеличивается интенсивность ярких линий водорода и появляются яркие линии HeI и HeII.

Среди известных звезд класса dMe и, в частности, среди звезд типа UV Cet часто встречаются двойные звезды. Сама звезда UV Cet является двойной. Спектральный класс обоих компонентов dM6e. Они имеют визуальные абсолютные величины  $15^m,6$  и  $16^m,1$ , а светимости их равны соответственно  $5 \cdot 10^{-5} L_{\odot}$  и  $3 \cdot 10^{-5} L_{\odot}$  [35]. По-видимому, вспышкам подвержен слабейший компонент. За одну вспышку выделяется энергия порядка  $10^{33} - 10^{34}$  эрг.

Скорость изменений блеска звезд этого типа очень велика. Учитывая это и в особенности тот факт, что звезда после вспышки очень быстро возвращается к первоначальному блеску, В. А. Амбарцумян пришел к выводу [2], что вспышки этих звезд происходят не вследствие нагрева поверхности звезды или выброса ее оболочки. В том случае, если бы имел место нагрев поверхности звезды или выброс оболочки, падение блеска должно было бы происходить гораздо медленнее. В. А. Амбарцумян связывает явления вспышек звезд типа UV Cet (так же, как и звезд типа T Tau) с процессами взрыво-подобного преобразования внутризвездной энергии в энергию излучения. В случае звезд типа UV Cet это преобразование, по-видимому, происходит во внешних слоях хромосферы звезды.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ IX

1. Амбарцумян В. А., Астрон. журн. 26, 3, 1949.
2. Амбарцумян В. А., Сообщения Бюраканск. обсерв. 13, 1954.
3. Plaskett H., Publ. Obs. Victoria 4, 119, 1928.
4. Tcheng Mao Lin, Bloch M., Ann d'Ap. 17, 6, 1954.
5. Bloch M., Tcheng Mao Lin, Mem. Soc. Roy. Sci. Liège 20, 458, 1958.
6. Struve O., Swings P., ApJ 93, 356, 1941.
7. Merrill P., ApJ 99, 15, 1944.
8. Payne-Gaposhkin C., ApJ 104, 362, 1946.
9. Соболев В. В., Движущиеся оболочки звезд, Л., 1947.
10. Gauzit, Ann. Astrophys. 18, 354, 1955.
11. Паренаго П. П., Кукаркин Б. В., Переменные звезды 4, 245, 1934.
12. Grant G., ApJ 122, 566, 1956.
13. Zuckermann M., Mem. Soc. Roy. Sci. Liège 20, 237, 1958.
14. Elvey C., Babcock H., ApJ 97, 412, 1943.
15. Hinderer A., AN 277, 193, 1949.
16. Joy A., ApJ 124, 317, 1956.
17. Горбачкий В. Г., Астрон. журн. 29, 6, 1952.
18. Joy A., PASP 44, 385, 1932.
19. Berman R., ApJ 81, 369, 1935.
20. Herbig G., ApJ 110, 143, 1949.
21. Холопов П. Н., Астрон. журн. 27, 233, 1950; Тр. 4-го совещ. по космогонии, М., 1955, стр. 367.
22. Joy A., ApJ 102, 168, 1945.
23. Herbig G., сб. «Нестационарные звезды», Ереван, 1957, стр. 95.
24. Böhm K., Zs. f. Ap. 43, 245, 1957.
25. Аракелян М. А., Иванова Н. Л., Сообщ. Бюраканск. обсерв. 24, 19, 1958.
26. Наро Г., сб. «Нестационарные звезды», Ереван, 1957, стр. 125.
27. Наро Г., Bol. Observ. Tonanzintla 14, 3, 1956.
28. Амбарцумян В. А., Тр. 4-го совещ. по космогонии, М., 1955, стр. 344.
29. Herbig G., PASP 60, 256, 1948.
30. Joy A., ApJ 105, 96, 1947.
31. Joy A., Astron. J. 55, 68, 1950.
32. Lippincott S., ApJ 115, 582, 1952.
33. Осканян В., сб. «Нестационарные звезды», Ереван 1957, стр. 17.
34. Joy A., Humason M., PASP 61, 133, 1949.
35. Kamp P. van de, Lippincott S., PASP 62, 365, 1950.

## ГЛАВА X

### ЗВЕЗДЫ С ПЕРЕМЕННЫМИ СПЕКТРАМИ

§ 56. Спектральные переменные звезды. Меняющими свой спектр, т. е. спектрально-переменными, являются звезды с переменным блеском: цефеиды, долгопериодические и неправильные переменные, новые и новоподобные звезды. Часто изучение блеска спектрально-переменной звезды обнаруживало хотя бы и небольшие колебания ее блеска. Бывает, что изменения спектра не всегда сопровождаются изменениями блеска, но рано или поздно это наблюдается. Даже в спектрах затменно-переменных, представляющих суммарный спектр системы, замечаются изменения, вызванные вращением звезд, истечением из их атмосфер газовых струй и т. д. В этих случаях изменения спектра в основном вызваны изменением вклада компонентов в общий спектр при разных фазах затмения. Все такие спектрально-переменные звезды описаны в соответствующих главах курса.

В этой главе мы рассмотрим горячие звезды с меняющимися яркими линиями спектра, звезды, окруженные разреженными поглощающими оболочками, и звезды с переменным магнитным полем.

§ 57. Звезды с меняющимися яркими линиями спектра. В спектрах звезд классов O, B и A (особенно часто в спектрах звезд B) наблюдаются яркие линии, преимущественно водородные. Чаще всего яркой бывает только линия  $H_{\alpha}$ , реже  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$ , еще реже  $H_{\delta}$ , но иногда в излучении находятся все линии серии Бальмера. Известно множество случаев, когда по прошествии нескольких лет все или часть ярких линий исчезают или появляются. Лучшее всего они изучены в звездах класса B, и, по-видимому, все звезды Be являются спектрально-переменными в той или иной степени. Те из них, у которых ярких линий много, являются обычно переменными и по блеску. Кроме линий водорода как яркие наблюдаются иногда линии HeI, HeII, FeI и реже — линии других элементов.

Известно более 1000 звезд классов O, B и A с яркими линиями, и процент их в соответствующих классах растет от поздних классов до B2 и затем снова уменьшается.

Едва ли можно сейчас отделить звезды B с постоянными спектрами от звезд, в спектрах которых иногда появляются эмиссии, а последние — от переменных по блеску. Ярким примером этого является  $\gamma$  Cas (B0ep), которая в течение десятилетий наблюдалась лишь как спектрально-переменная, а в 1936 г. испытала вспышку с увеличением блеска на  $1\frac{1}{2}$  звездных величины. У звезд, наблюдававшихся много лет, нередко были чистые спектры поглощения, а затем в них обнаруживалась яркая линия  $H_{\alpha}$  при фотографировании на панхроматических пластинках или же появлялись другие яркие линии.

Как правило, у ярких линий в звездах Be обнаруживается расширение, растущее с длиной волны в соответствии с требованием эффекта Доплера. Однако этот эффект не вызван тепловыми движениями и турбулентностью, так как последним соответствуют иные профили спектральных линий.

Расширение ярких линий сопровождается расширением темных линий, и вид их профилей говорит о том, что расширение линий вызвано быстрым вращением таких звезд. Особенно подробно этот вопрос, с привлечением данных о быстро вращающихся спектрально-двойных звездах, был изучен О. Струве. Оказалось, что процент звезд с яркими линиями среди звезд В растет с ростом скорости их вращения на экваторе (в проекции на луч зрения) от 3 до 50% при переходе от звезд со скоростью вращения менее 50 км/сек к звездам со скоростью вращения более 150 км/сек. Процент же звезд В с быстрым вращением падает с ростом скорости вращения после значения  $\sim 75$  км/сек. Как известно, звезды О и В, в общем, имеют наибольшую скорость вращения.

Все эти данные побудили Струве сделать предположение о том, что яркие линии возникают в тонких дисках или кольцах, отделяющихся от звезд с быстрым вращением в результате действия центробежной силы, наибольшей на экваторе. Звезды В, построенные по модели Роша, достигают предела устойчивости на экваторе при скорости вращения 560 км/сек, но в случае заметного действия светового давления отделение газа на экваторе будет начинаться и при меньших скоростях вращения. (При сравнении вычисленных скоростей вращения с наблюдаемыми необходимо иметь в виду, что последние уменьшены в результате наклона оси вращения к лучу зрения, лишь в редких случаях достигающего  $90^\circ$ .)

Линии разных элементов обнаруживают различное расширение, т. е. различную скорость в кольце атомов, которые их производят.

Так, например, яркие линии FeII бывают видны только в тех случаях, когда линии водорода очень ярки. Естественно предположить, что части газового кольца вращаются вокруг звезды в соответствии с законом Кеплера. В таком случае радиус кольца MgII оказывается раз в 5 меньше радиуса водородного кольца, если только различие в условиях возбуждения и ионизации во внутренних и внешних частях кольца не играет роли в распространении свечения MgII в толще кольца. Судя по линиям, возбужденным в кольце, температура его всегда ниже температуры самой звезды, а отсутствие запрещенных линий говорит о том, что ширина кольца сравнима с размерами звезды, так что излучение звезды, достигающее кольца, слабо разжижено.

Представление о том, что яркие линии спектра возникают в кольце, а не в общей протяженной атмосфере звезд В, из наблюдений непосредственно не следует. Роль центробежной силы, несомненно, велика, и естественно ожидать отделения газа от звезды в плоскости экватора, но это мог бы быть и экваториальный диск, а не кольцо, несколько отстоящее от звезды. Наблюдаемое исчезновение и появление ярких линий говорило бы о неустойчивости кольца или диска, но механизм его исчезновения совершенно неясен, так как скорость вращения звезды как целого не может меняться и не ясна причина прекращений в поставке газа для кольца, тогда как его рассеяние может происходить непрерывно.

Наблюдения  $\gamma$  Cas можно интерпретировать как изменения скорости вращения слоя, эффективного в образовании спектральных линий, слоя, радиус которого меняется. Тогда, если отделение газа происходит с поверхности атмосферы меняющегося радиуса и поэтому различной скорости вращения, плотность кольца и условия его свечения будут меняться. Самое свечение кольца, диска или целой атмосферы есть, конечно, явление типа флуоресценции, рассмотренное Росселандом. В условиях малой плотности газа и заметной разжиженности излучения в атоме с тремя энергетическими состояниями будут преобладать переходы типа  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ , т. е. ионизация с последующей рекомбинацией и каскадным падением электрона к нормальному уровню. В этом процессе и возникает свечение линий бальмеровской серии — так же, как в газовых туманностях.

Однако в некоторых частях атмосфера может быть непрозрачной в линиях бальмеровской серии, а иногда и в линиях лаймановской серии. Все это, вместе с возможными колебаниями температуры и возможным наличием конвекции и эруптивных явлений в атмосфере, является причиной различных особенностей в профилях линий, в их интенсивностях и т. д. Теория многих из относящихся сюда вопросов детально разработана О. Струве, В. В. Соболевым, В. Г. Горбацким и освещена в гл. XV настоящего курса.

Отметим лишь, что изучение профилей линий в разнообразных звездах Ве и изучение разных аномалий в интенсивностях линий ставит множество интереснейших задач по теории строения звездных атмосфер и по теории происходящих в них процессов, притом не в статике, а в динамике. В частности, большую роль играют расширение этих атмосфер, его скорость, наличие градиента скорости и т. д. Теория этих процессов разработана довольно хорошо, но сравнение ее с наблюдениями нередко затруднено обилием различных факторов и процессов в реальной и динамичной оболочке звезды.

Проблема непрерывного спектра звезд Ве также весьма сложна и полностью не разрешена. Прежде всего, на эти, в общем, далекие звезды заметно действует избирательное поглощение света в пространстве. Но его учет требует знания абсолютной величины звезды Ве, а по этому поводу имеются противоречивые указания — ярче ли звезды Ве, чем нормальные звезды тех же спектральных подклассов, или нет. Возможно, что, с одной стороны, частичная эмиссионность преобладает среди сверхгигантов и вызвана их протяженными атмосферами. С другой стороны, несомненно, есть звезды В нормальной и даже пониженной светимости, у которых эмиссионность связана с их быстрым вращением. Существование двух таких групп, может быть, и приводит к противоречивым данным.

Вместе с тем обширная и плотная оболочка может сама излучать в непрерывном спектре. Последний, накладываясь на спектр излучения самой звезды, будет искажать распределение энергии в нем в сторону покраснения звезды.

Подобие экваториальных газовых колец мы имеем скорее всего в тесных затменно-двойных системах, которые в этих случаях чаще всего принадлежат к классам А и поздним В. Примерами таких ядер являются SX Cas, RW Tau,  $\beta$  Lyr. В одних случаях кольцо окружает одну из звезд, в других случаях — всю систему. Эмиссионные линии, если они видны вне затмения, бывают двойными. Очевидно, один компонент образован удаляющейся от нас половиной кольца, другой — приближающейся половиной, а темная линия в центре вызвана поглощением в части кольца, проектирующейся на звезду и движущейся поперек луча зрения. Во время затмения, в его начале, исчезает один яркий компонент линии, а в конце затмения — другой. Отношение интенсивностей красного и фиолетового компонентов, наблюдаемых и в некоторых одиночных, по-видимому, звездах Ве, меняется. В тесных парах, по-видимому, необычайно сильны эруптивные процессы, подобные солнечным протуберанцам, со скоростями, ведущими к образованию газовых струй между быстро вращающимися компонентами и вокруг них.

Газовые кольца, диски и струи вокруг звезд, находящиеся во вращении, должны иметь большое космогоническое значение и, возможно, ведут к образованию планет при взаимодействии с пылевыми туманностями, сквозь которые проходит множество звезд Ве.

К сожалению, масса и радиусы колец почти неизвестны. Радиусы колец, судя по данным о видимости линий их спектра при затмениях, превышают диаметры звезд вдвое. Отсюда по интенсивности водородных линий минимальную массу кольца можно принять равной массе Земли, если не учитывать ионизации газа. Истинная масса кольца может быть на много порядков больше.

Звезды с протяженными поглощающими оболочками были обнаружены позднее, чем те звезды, в протяженных оболочках которых возникают эмиссионные линии спектра.

Типичной звездой с протяженной оболочкой является Плейона в Плеядах, имеющая временами спектр Ве. Иногда она имеет чисто абсорбционный спектр с широкими линиями водорода, свидетельствующими о быстром вращении. Но иногда на фоне этих широких водородных линий появляются крайне узкие и резкие ядра. Появляются и другие тонкие и сильные линии, принадлежащие, очевидно, разреженной оболочке, имеющей медленное вращение и более низкую температуру. Спектральные изменения у Плейоны, 48 Lib и других звезд этого типа сопровождаются мало-заметными колебаниями блеска. Все эти звезды, по-видимому, быстро вращаются. Появление поглощающей обширной и разреженной оболочки и превращение ее в излучающие диски или кольца являются, по-видимому, различными стадиями одного и того же процесса, характерного для звезд, находящихся на пределе вращательной устойчивости. Взаимоотношение между различными типами таких оболочек, характер их образования и перехода одного в другой еще недостаточно ясны, хотя спектральные особенности дают богатый материал для ведущейся весьма интенсивно разработки этого вопроса.

§ 58. Переменные магнитные поля в звездах. Наряду со звездами Ве известны другие звезды с переменными спектрами, также не меняющие заметно своего блеска или меняющие его в пределах всего лишь нескольких сотых звездной величины. Заслуга первого исследования таких звезд принадлежит А. А. Белопольскому, который в 1913 г. установил периодичность изменений в спектре звезды класса  $A\alpha^2 CVn$ . Исследования Белопольского, его учеников и других спектроскопистов показывают следующее. Большинство линий спектра этой звезды не меняется, а другие линии, меняющиеся в интенсивности, делятся на две группы так, что максимумы линий одной группы приходятся на минимумы другой. Период изменений составляет 5,47 суток, и впоследствии у звезды обнаружили колебания блеска в пределах до одной десятой зв. величины с тем же периодом. Сильнее всего меняются в интенсивности линии европия и других редких земель — гадолиния и диспрозия, тогда как в другую группу переменных линий входят линии тербия и многих металлов. Переменные линии вблизи минимумов своей интенсивности раздваиваются, а постоянные линии имеют и постоянную лучевую скорость.

Много позднее были открыты периодические изменения (с периодом 9,295 суток) в интенсивности линий европия и хрома в звезде класса  $A0p$  HD 125248 = BD—18°3789. Фазы их изменения также противоположны друг другу. Для некоторых обнаруженных спектральных переменных класса A также характерны сильные линии редких земель, у других же меняются линии металлов, однако эти звезды нельзя смешивать с так называемыми «металлическими звездами» класса A. Спектральные переменные такого же типа 73 Dra (период 20 суток) и  $\iota$  Cas (период около  $1\frac{1}{2}$  суток) оказались переменными по блеску с теми же периодами и с амплитудами в несколько сотых звездной величины. Таким образом, в классе A существуют звезды с многочисленными аномалиями. Те из них, которые описаны выше, видимо, несколько отличаются химическим составом, но изменения в линиях не удавалось объяснить изменениями возбужденности или ионизации атмосферы.

В 1948 г. Бэбкок обнаружил эффект Зеемана в спектре спектральной переменной звезды 78 Vir, а затем в таких же звездах  $\gamma$  Equ (F0p),  $\alpha^2 CVn$ , HD 125248 и других, а у некоторых звезд было найдено постоянное магнитное поле в атмосфере с напряжением свыше 1000 гаусс. Явление изучается путем исследования поляризации света в переменных линиях и в компонентах, на которые они расщепляются. В  $\gamma$  Equ напряжение поля составляет в среднем 900 гаусс и, по-видимому, постоянно.

У  $\alpha^2$  CVn меняется не только напряжение, но и полярность. Крайние значения достигают  $-4000$  гаусс, когда линии ионизованного европия бывают в максимуме интенсивности, и  $+5000$  гаусс через полпериода, когда наступает максимум интенсивности линий CrII.

В HD 125248 с аналогичными фазами в поведении линий CrI и EuII, CrII магнитное поле меняется от  $+7600$  до  $-7600$  гаусс.

По-видимому, все такие звезды являются быстро вращающимися и наблюдаются нами преимущественно с полюса. Магнитное поле может быть связано с их вращением.

Предполагают, что дело заключается не в локальных магнитных полях, подобных магнитным полям солнечных пятен, а что звезда, по-видимому, имеет общее дипольное магнитное поле и полюса, совпадающие примерно с полюсами ее вращения. (Одинаково часто наблюдается южная и северная магнитная полярность звезд.) Европий и хром сконцентрированы в разных слоях, причем один преобладает в полярных областях, другой в экваториальных. Атмосфера, находящаяся в магнитном поле, находится в состоянии макроскопической турбулентии, пульсации, и в ней преобладают горизонтальные течения. Магнитогидродинамические волны, рассматриваемые в теории Альвена, вызывают магнитную пульсацию звезды, доходящую до перемены полярности, причем эта переменность накладывается на почти постоянное магнитное поле. Явления самовозбуждения обуславливаются, таким образом, вращением звезды и конвекцией.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ X

1. Воронцов-Вельяминов Б. А., Газовые туманности и новые звезды, Изд. АН СССР, 1948.
  2. Струве О., Эволюция звезд, Изд-во иностр. лит-ры, 1954.
  3. Соболев В. В., Движущиеся оболочки звезд, Л.
  4. Нестационарные звезды, Ереван, 1957.
  5. Herbig G., Non stable stars, Cambridge, 1957.
  6. Etoiles à raies d'émission, Liège, 1958.
-

## ГЛАВА XI

### НОВЫЕ, СВЕРХНОВЫЕ И НОВОПОДОБНЫЕ ЗВЕЗДЫ

§ 59. Новые и новоподобные звезды. Класс звезд переменного блеска, называемых новыми, весьма разнообразен. Еще разнообразнее звезды, причисляемые к новоподобным (некоторые из них иногда относят к новым).

Типичными новыми звездами называются звезды, которые, являясь в максимуме блеска сверхгигантами, имеют амплитуду изменения не менее 7—8 звездных величин, причем вспышка этих звезд наблюдалась лишь однажды. После вспышки они возвращаются к первоначальному блеску. Основные и характерные для них типы спектра меняются в тесной связи с фазой изменения блеска.

Повторными новыми звездами называются звезды, по характеру изменения блеска и спектра вполне сходные с типичными новыми, но такие, вспышка которых наблюдалась не менее чем дважды. Амплитуда изменения их блеска, как правило, меньше верхнего предела амплитуд блеска типичных новых звезд или равна ему. Поэтому вероятно, что и типичные новые звезды вспыхивают неоднократно, но с промежутками времени большими, чем время их наблюдения. Во всяком случае некоторые звезды, считавшиеся типичными новыми, оказались впоследствии повторными новыми.

Сверхновыми звездами называются звезды, вспыхивающие подобно типичным новым, но блеск которых в максимуме превосходит блеск наиболее ярких сверхгигантов и новых звезд ( $M = -11^m$  и выше, до  $-18^m$ ). Амплитуда изменения блеска их неизвестна, но должна быть огромной. К сверхновым, вспыхивавшим в нашей Галактике, относят сейчас некоторые звезды, наблюдавшиеся до изобретения телескопа. В телескопическую эпоху сверхновые звезды наблюдались только в других галактиках и, понятно, лишь вблизи максимума их блеска, когда этот блеск сравним с суммарным блеском содержащей их галактики. Их спектры и изменения последних с уверенностью не расшифрованы и существенно отличаются от таковых для новых и повторных новых звезд. Ввиду недостаточной изученности сверхновых вопрос о том, смыкаются ли они с точки зрения максимальной светимости с самыми яркими из типичных новых звезд или же они всегда по крайней мере в десятки раз ярче, пока неясен.

Новоподобными звездами называют часто любые переменные звезды, независимо от типа их спектров, если они дают резкие вспышки блеска, хотя бы и с небольшой амплитудой. Называют новоподобными и такие звезды, иногда даже постоянного блеска, у которых спектр содержит некоторые из ярких линий или полос, встречающихся в какой-либо фазе развития новых звезд. По-видимому, правильно будет называть новоподобными только звезды средних и низких светимостей, непременно очень горячие и имеющие в спектре черты, характерные для каких-либо стадий развития новых звезд.

Поэтому умеренно горячие переменные звезды со спектрами, лишь несколько сходными со спектрами новых звезд, — переменные типа U Gem и Z Cam — лучше не называть новоподобными, так как физическая природа их, по-видимому, иная.

Звезды поздних классов с яркими спектральными линиями, присущими новоподобным звездам, и с неправильными изменениями блеска, по-видимому, все являются двойными, состоящими из холодного гиганта и горячей новоподобной звезды.

Звезды типа R Sgr называют иногда перманентными новыми, так как у многих из них при наличии высокой светимости изменения блеска пока не наблюдались, а в спектре яркие линии ограничены с фиолетовой стороны спектра линиями поглощения, как у новых звезд вскоре после максимума их блеска. Однако в действительности эти звезды, хотя они и горячие, по своей природе, видимо, ближе к спектрально-переменным типа  $\gamma$  Cas, чем к новым звездам. Это, видимо, устойчивые звезды почти постоянного блеска лишь с особенно обширными атмосферами. Таковую звезду, как Денеб, конечно, нерационально причислят к новоподобным или к перманентным новым.

Возможно, что некоторые горячие звезды малой светимости, с новоподобными спектрами, как переменного, так и постоянного блеска, были когда-то вспыхивавшими новыми звездами.

§ 60. Повторные новые звезды. Впервые повторная вспышка звезды, считавшейся новой, наблюдалась в 1902 г., когда вспыхнула Т Рух, уже вспыхивавшая в 1890 г. Потом она вспыхнула еще в 1920 и 1944 гг. Однако лишь после повторной вспышки в 1933 г. RS Oph, вспыхивавшей уже в 1898 г., на этот тип звезд обратили особое внимание. Интерес к ним усилился после того, как Б. В. Кукаркин и П. П. Паренго нашли для циклических переменных статистический рост длительности среднего цикла с амплитудой и показали, что две вышеназванные повторные новые также удовлетворяют этому статистическому соотношению. Сделанная ими экстраполяция позволила им предположить, что Т СгВ, вспыхивавшая в 1866 г. с амплитудой в 7 зв. величин, должна вспыхнуть через 60—100 лет. В 1946 г. она действительно вспыхнула.

Известные сейчас повторные новые приведены в табл. 1.

Таблица 1

| Звезда | Годы вспышки           | Промежутки между вспышками в годах | Амплитуда, $m$ |
|--------|------------------------|------------------------------------|----------------|
| N Ori  | 1677, 1750, 1892       | 83, 142                            | >5             |
| T Pyx  | 1890, 1902, 1920, 1944 | 12, 18, 24                         | 6,5            |
| U Sco  | 1863, 1906, 1935       | 43, 29                             | >8             |
| RS Oph | 1898, 1933, 1958       | 35, 25                             | 8:             |
| T CrB  | 1866, 1946             | 80                                 | 11:            |
| N Sge  | 1913, 1946             | 33                                 | 8,0            |
| N Sgr  | 1901?, 1919            | 18?                                | >7             |

Обозначения новых звезд встречаются в различной форме, например: Q Лебедя (Q Cyg), N Лебедя 1876 (N Cyg 1876), N Лебедя № 2 (N Cyg № 2), т. е. они обозначаются и как переменные, и как новые (N) с указанием года вспышки, и как новые по хронологическому порядку их открытия в созвездии.

По-видимому, связь амплитуды вспышки  $A$  со средним промежутком между вспышками  $P$  выражается лишь статистически и крайне приближенно,



так как истинная амплитуда Т СгВ, являющейся, по-видимому, слабым спутником звезды 9-й зв. величины, составляет не 7, а около 11 зв. величин. С другой стороны, многие новые звезды с амплитудами в 7—8 зв. величин вторично не вспыхивали уже в течение многих десятилетий. Для средней амплитуды в  $11^m$  находили экстраполяцией промежутки между вспышками в 1—3 тысячи лет. Другие авторы оспаривают вообще распространение закономерности, найденной у повторных новых, на типичные новые.

Кривые блеска при повторении вспышек иногда совпадают в точности, иногда несколько (но не слишком) различаются, свидетельствуя об известной повторяемости развития этих, по существу взрывных, процессов.

Блеск и спектр между вспышками у одной и той же повторной новой практически одинаковы. Они бывают как постоянными, так и переменными. Это либо непрерывные спектры, либо ярколинейчатые, и при колебаниях блеска интенсивность ярких линий меняется вплоть до исчезновения. Общим для всех них являются свидетельства об очень высокой температуре таких звезд между вспышками. Иногда спектры с яркими линиями, говорящими о высокой температуре, похожи, однако, на спектры звезд классов G—M. Это объясняется, по-видимому, тем, что в этих случаях мы имеем дело с двойными системами, состоящими из холодной звезды-гиганта и горячего спутника меньшей светимости. Подобные этому сочетания звезд известны в системах о Cet, R Aqr, Антарес, VV Ser и др. В. В. Соболев и Д. Мензел считают, что сложный спектр такого типа могли бы дать и одиночные горячие гиганты, окруженные обширными холодными атмосферами. Однако двойственность Т СгВ была заподозрена визуально, а с увеличением блеска при вспышке и при его падении следы спектра холодной звезды исчезают. В фазе относительного постоянства блеска иногда исчезает спектр горячего компонента. Это можно объяснить небольшой переменностью холодной звезды, сочетающейся с сильной переменностью горячей звезды. В конце концов после долгих сомнений в двойственности Т СгВ было обнаружено по спектру орбитальное движение обоих компонентов и было показано (в 1958 г.), что масса горячего компонента (самой вспыхивающей звезды) должна быть близка к найденному нижнему пределу  $2,6 M_{\odot}$ .

В случае симбиотических спектров к спектру горячей звезды, вспыхивающей как повторная новая, относят яркий ультрафиолетовый конец спектра, иногда с линиями поглощения H, He и  $\text{Ca}^+$ , а в других частях спектра — яркие линии водорода и высокоионизованных атомов как звездного происхождения, так и характерные для газовых туманностей. В случае повторных новых звезд с непрерывным спектром распределение энергии в нем такое же, как и у очень горячих звезд.

Существование повторных новых звезд и полное сходство спектров их между вспышками со спектрами типичных новых звезд после вспышек, а также принадлежность этих спектров очень горячим звездам разнообразной светимости, как это показал Б. А. Воронцов-Вельяминов, убедительно свидетельствуют о том, что наше Солнце не может вспыхнуть, как новая звезда. Предположение о повторяемости вспышек у типичных новых звезд само по себе еще не устраняло названного опасения, так как можно было допустить, что Солнце лишь приблизилось к эпохе наступления таких частых вспышек, а светимость его близка к средней светимости новых звезд между вспышками. Знание же того, что дисперсия светимости относительно этого среднего значения крайне велика, а также знание отличия физической природы новых звезд от природы Солнца сняло уже всякие сомнения в отношении невозможности вспышки Солнца.

Кривые блеска повторных новых звезд характерны быстрым подъемом блеска и более медленным спуском, но все же более быстрым, чем у типичных новых звезд. У Т СгВ наблюдалось такое интересное явление: после рекордно

быстрого падения блеска за 20 дней на 7 зв. величин (почти до нормального его значения) через 2 месяца начался медленный вторичный подъем блеска на  $1\frac{1}{2}$  зв. величины в течение двух месяцев. Продержавшись около двух месяцев, он стал очень медленно убывать до нормы. В 1938 г. за 8 лет до сильной вспышки у Т СгВ наблюдалась медленная вспышка на 1 зв. величину, и вскоре после нее в спектре звезды были сильны яркие линии нейтральных и высокоионизованных элементов, а также линии спектров туманностей.

Особое внимание обращает на себя то, что при падении блеска в спектрах ряда новоподобных звезд (и только у них) наблюдались временно яркие линии, свойственные солнечной короне и являющиеся запрещенными линиями многократно ионизованных железа и кальция.

§ 61. Кривые блеска новых звезд. За последнее время выявлено много различных типов кривых блеска новых звезд, среди которых чаще всего встречаются кривые с крайне быстрым подъемом блеска, длящимся 2—3 суток, и спадом в течение многих лет (рис. 106). Максимумы бывают острые (I) или округленные (II), с плавным (S) спуском или с колебаниями (O) после него. По скорости спада блеска новые условно делятся на быстрые, средние, медленные и очень медленные. Особенно медленными новыми звездами были RT Ser и  $\eta$  Car. Блеск RT Ser увеличивался около 10 лет, а ее плоский максимум затянулся на 20 лет. Блеск  $\eta$  Car испытывал колебания в пределах от  $3^m$  до  $1^m$  в течение около полутора столетий и уменьшился до  $8^m$  сравнительно быстро. У всех кривых Мак-Лафлином найдены следующие закономерности (рис. 107): 1) Начало вспышки быстрее; на подъеме, незадолго до максимума, рост блеска замедляется. 2) Начало падения блеска на первые 3 зв. величины плавное или с вторичными максимумами. Скорость его характеризуется временем этого падения. Для многих слабых (далеких) звезд только эта часть кривой и наблюдается. 3) Переходная стадия, когда блеск падает еще на 3 зв. величины. Здесь блеск падает либо плавно (плавные новые C), либо колеблясь (колеблющиеся новые O), либо резко и быстро на много звездных величин (новые с провалом D), после чего медленнее восстанавливается до значения примерно на  $6^m$  слабее, чем в максимуме. 4) Окончательный спуск — довольно плавный, до того же значения блеска, какой был до вспышки. До и после вспышки звезды бывают как постоянного блеска, так и слабо переменного (что чаще). Неправильные колебания наибольшей величины достигают у N Per 1901 г. ( $2^m$ ).

Среди сотни известных кривых нет двух достаточно близких по форме и по масштабу, но из предыдущего видно, что наряду с крайним разнообразием течения процесса в нем существуют определенные закономерности.

Полная классификация кривых блеска, принадлежащая автору этих строк, включает краткое описание кривых: форма максимума и скорость падения на первые  $3^m$  (по логарифму времени в сутках, без запятой после характеристики), тип новой, амплитуда в звездных величинах и постоянство (C) либо переменность (v) в минимуме. Например, кривая блеска N Gem 1912 кратко описывается так:

$$\text{II } 0,157, 0,11v,$$

что значит: округленный максимум с колебаниями после него, спад на  $3^m$  после максимума за 37 суток, потом сильные колебания, амплитуда 11 звездных величин, блеск в минимуме переменный.

Кривые блеска со сглаженными мелкими колебаниями на всем своем протяжении (рис. 108) хорошо представляются формулой

$$m = m_0 + b \lg t,$$

в которой величины  $m_0$  и  $b$  приходится изменять раза три с течением времени.

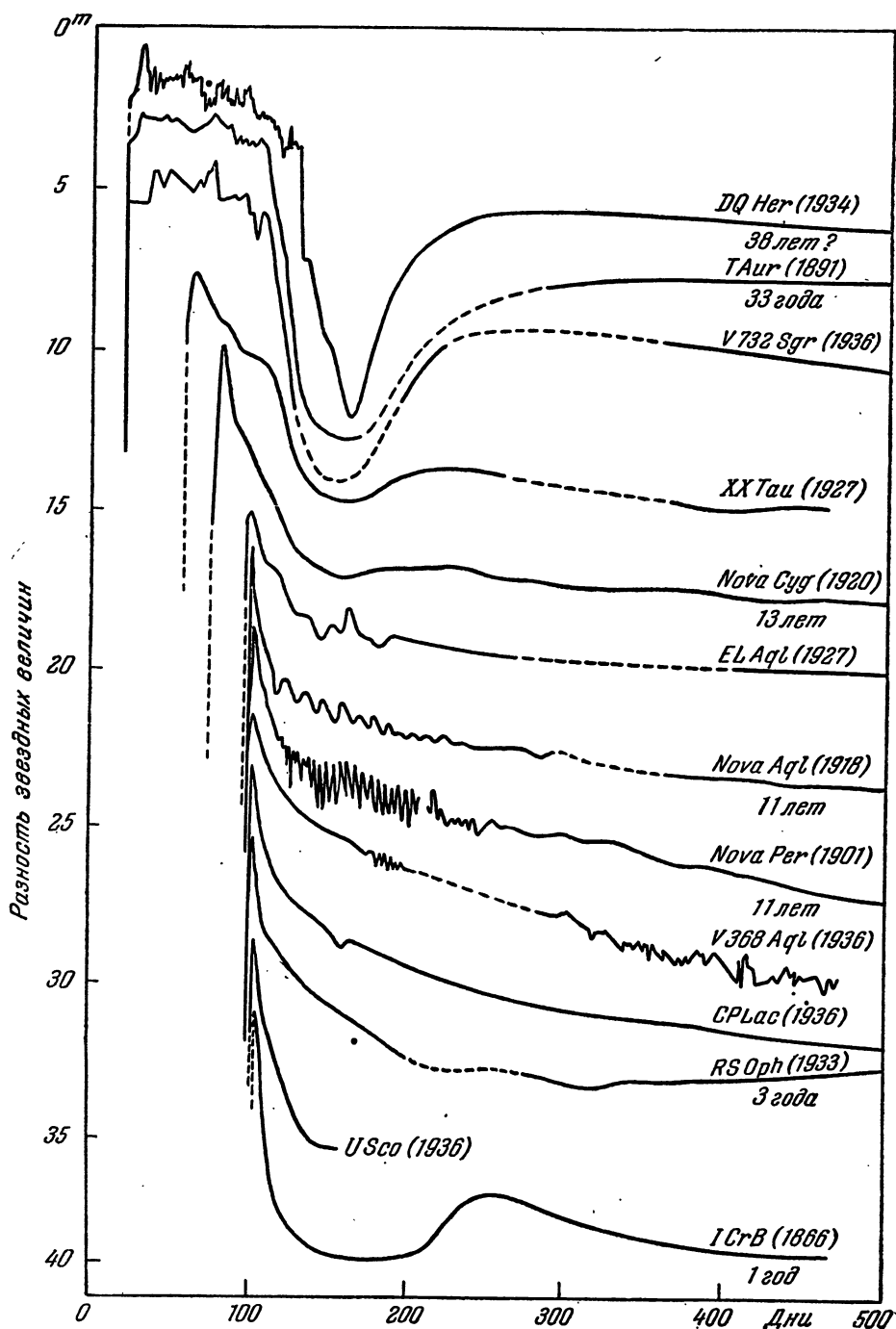


Рис. 106.

Логарифмические коэффициенты  $b$  характеризуют скорость падения блеска, причем в среднем светимость уменьшается по закону

$$L = \frac{A}{t} ,$$

где  $A$  — постоянная величина.

Амплитуды полного изменения блеска бывают от 6 до  $>17$  зв. величин, с довольно равномерным распределением их и со средним значением около  $11^m$ .

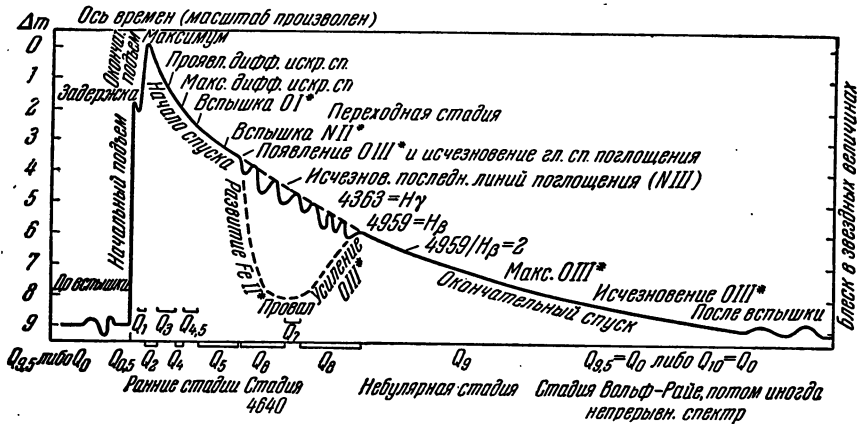


Рис. 107.

Естественно, что большие амплитуды могут быть обнаружены лишь у звезд наиболее ярких в максимуме. При наблюдениях ряд факторов приводит к преуменьшению истинных амплитуд.

§ 62. Основные спектральные стадии. Спектры типичных новых до вспышки и в ее начале неизвестны, за исключением N Aql 1918, у которой по недодержанному спектру видно лишь, что это была звезда белого цвета. Как уже отмечалось, по полной аналогии с повторными новыми спектры типичных новых должны быть одинаковы до и после вспышки и быть спектрами горячих звезд. После вспышки, как и у повторных новых, это спектры либо непрерывные, либо содержащие яркие линии или полосы, характерные для звезд типа Вольфа — Райе, иногда со следами линий туманностей. Последние имеют тенденцию исчезать со временем.

Незадолго до максимума, когда, как правило, впервые начинаются наблюдения, спектры новых являются спектрами обычных сверхгигантов классов А и F с узкими линиями, смещенными к фиолетовому концу на величину, соответствующую скорости приближения в несколько десятков или сотен километров в секунду. Лишь у N Her 1934 за несколько дней до максимума наблюдались яркие линии водорода и металлов, которые к максимуму исчезли. У этой новой и сдвиг линий поглощения к максимуму уменьшался.

Сдвиг линий описанного спектра поглощения, называемого *домаксимальным*, следует интерпретировать как расширение звезды. Увеличением ее светящейся поверхности объясняется рост блеска звезды, которая к максимуму при температуре, указываемой классом спектра, должна быть действительно сверхгигантом с радиусом в сотни раз больше солнечного.

В максимуме происходит быстрая замена домаксимального спектра сильным *главным* спектром поглощения, смещенным гораздо сильнее — примерно на 1000 км/сек — и немного более поздним, чем предыдущий. Вместе с тем сразу после максимума несмещенные положения линий главного

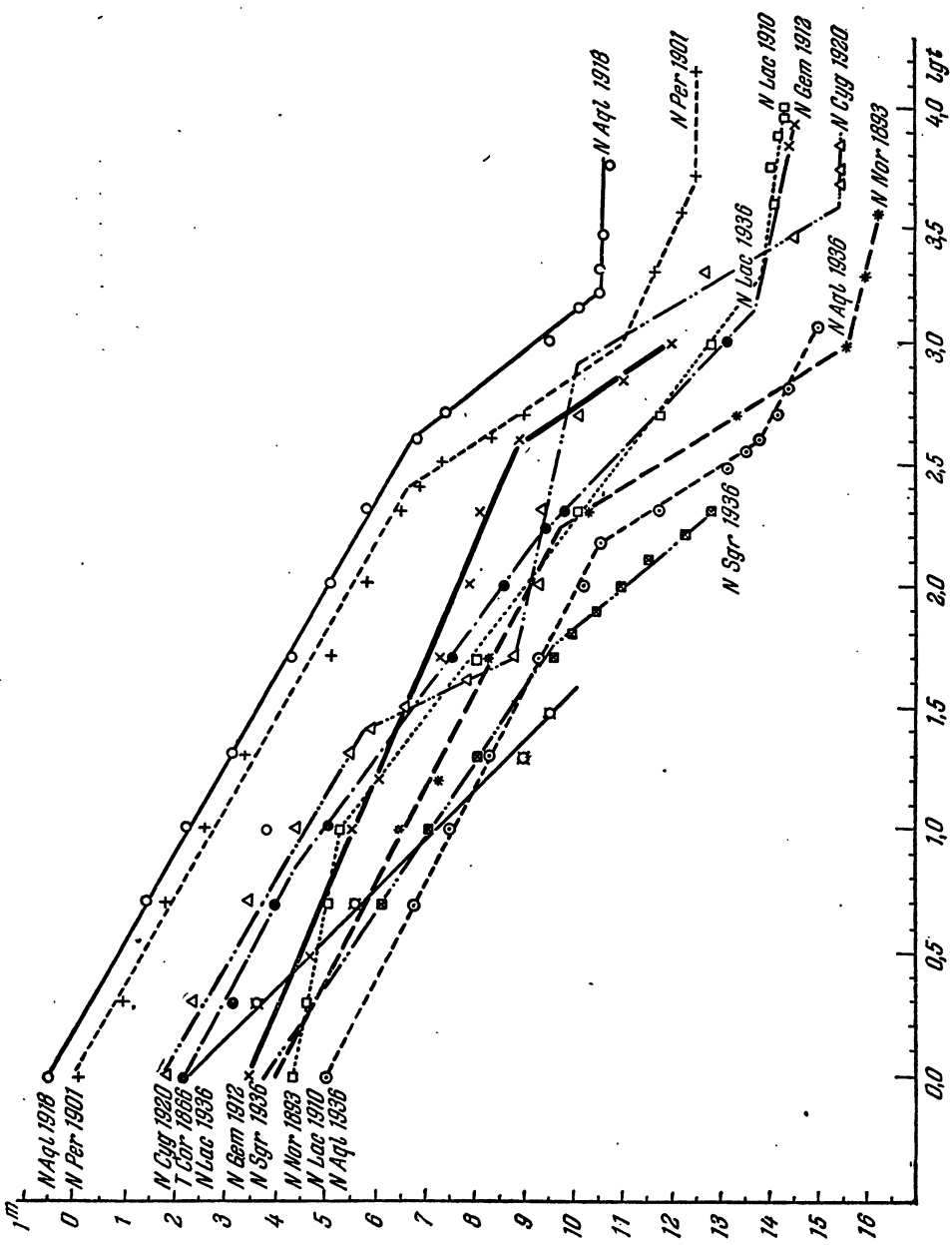


Рис. 108.

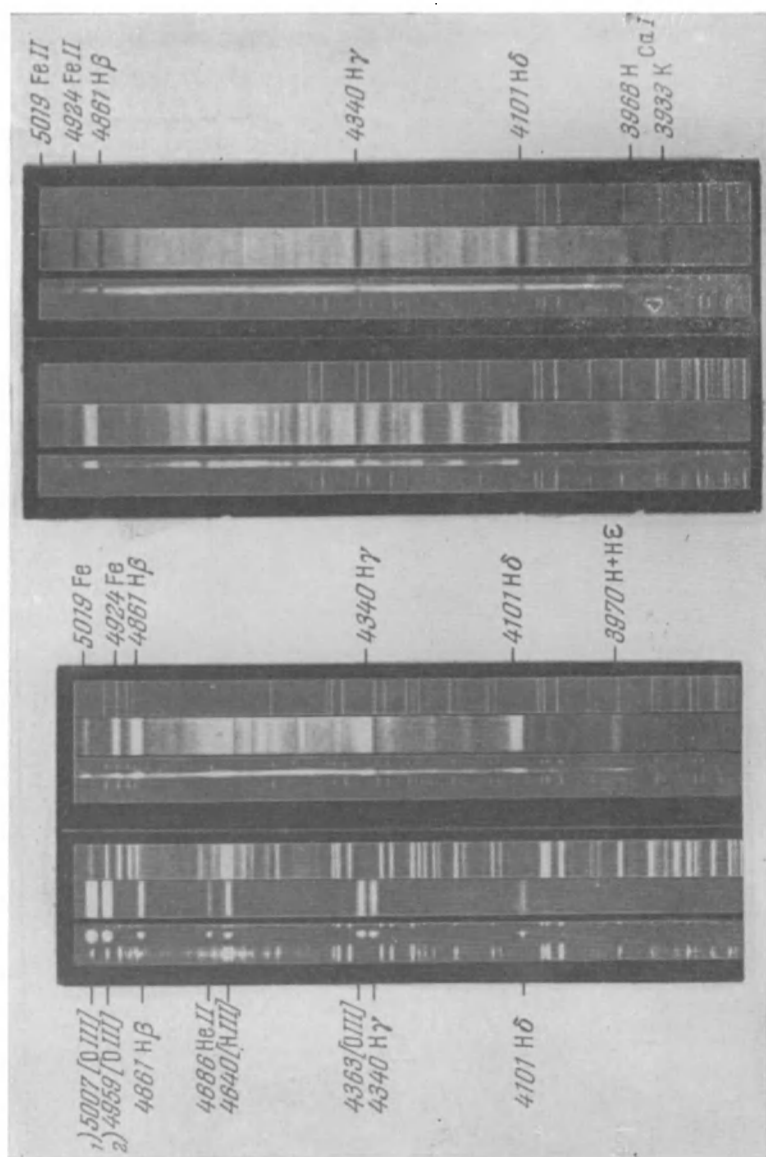


Рис. 109.

спектра занимают широкие яркие полосы, которые ограничены с фиолетового конца сильно смещенными темными линиями главного спектра.

Такой вид спектра с главенством в нем линий водорода, а затем железа и титана является наиболее характерным для новых звезд.

Когда блеск звезды спадает примерно на 1 зв. величину, появляется так называемый «*диффузно-искровой спектр*», состоящий из еще сильнее смещенных к фиолетовому концу диффузных линий водорода и ионизованных металлов. Он имеет и присущие только ему яркие полосы.

В дальнейшем к этому спектру (сосуществующему с предыдущим и усиливаемому) прибавляется «*орионов спектр*», состоящий из линий поглощения (с полосами излучения), характерных для «орионовых» звезд, т. е. звезд класса В. Орионов спектр также усиливается.

Перед началом переходной стадии в кривой блеска диффузно-искровой спектр исчезает, орионов спектр находится в наибольшем развитии и появляется яркая полоса NIII 4640 Å. Затем исчезает и орионов спектр поглощения, а появляются яркие линии спектра газовых туманностей, интенсивность которых растет. В середине переходной стадии последними из линий поглощения исчезают линии главного спектра. К концу переходной стадии спектр новой звезды похож на спектры планетарных туманностей, только линии спектра звезд выглядят широкими полосами, а непрерывный спектр все еще довольно силен. Такие спектры, наблюдаемые в этой, так называемой *небулярной стадии* очень долго, также характерны для новых звезд. С приближением к стадии постоянного блеска, когда спектр вообще очень слаб, полосы спектра туманностей исчезают и спектр становится совершенно сходным со спектром звезд Вольфа — Райе с полосами HeII и высокоионизованных атомов. Таким спектр иногда и остается, обнаруживая временные второстепенные изменения. У некоторых звезд постепенно ослабевают и полосы Вольфа — Райе, спектр становится непрерывным и ярким в ультрафиолете.

Если в переходной стадии блеск катастрофически падает, то в спектре появляется много запрещенных линий ионизованного железа, исчезающих к началу небулярной стадии.

Итак, в смене спектров новых звезд также есть четкие закономерности, тесно связанные с фазами изменения блеска, хотя длительность этих фаз зависит от скорости изменения блеска и амплитуда изменения его влияет на длительность поздних спектральных стадий.

На рис. 109 приведены фотографии спектра N Cug 1920 в четырех основных стадиях изменения спектра (сверху вниз: в максимуме, в начале падения блеска, в начале небулярной стадии и к ее концу).

Спектры новых звезд обозначаются символом Q, но ввиду их разнообразия необходимо указывать десятичные подразделения, указывающие спектральную фазу.

При вторичных колебаниях блеска в максимумах спектр становится по типу более «поздним», а непрерывный спектр усиливается. В минимумах происходит обратное.

При этих общих свойствах спектр каждой звезды имеет свои индивидуальные отличия, иногда очень значительные, как в ширине полос, величине сдвига линий, их структуре, так и в относительной силе линий. Эти изменения отражают различия в течении процесса и различия в химическом составе.

Так, например, в одних звездах бывают особенно сильные полосы неона, кислорода или углерода, в других они слабы. Небулярные линии достигают разной силы. Иногда наблюдаются запрещенные линии ионизованного железа или полосы поглощения циапа.

Структура ярких полос, особенно в небулярной стадии, очень сложна. В них замечаются отдельные максимумы, иногда раздвоения, в случае полупериодических колебаний блеска синхронные с ними.

Особенно сложны системы линий поглощения в эпоху между максимумом и небулярной стадией. Сложная полоса излучения с фиолетового конца спектра перекрывается и ограничивается несколькими линиями поглощения, принадлежащими иногда нескольким компонентам главного, диффузно-искрового и орионова спектров, а также другим, менее долговечным спектрам. При этом интенсивность их всех меняется; систематически меняется в ту или другую сторону и величина их сдвига. Иногда она колеблется, и число темных компонентов у разных эмиссионных полос различно. В некоторых звездах сосуществовало до 9—10 систем линий поглощения. Сдвиги темных линий соответствовали лучевым скоростям от нескольких сотен до 4000 км/сек.

В среднем величина сдвига линий главного спектра линейно растет с быстротой падения блеска звезды. Правильная интерпретация спектров новых звезд и изучение их изменений требуют большого опыта, осторожности и наличия непрерывного во времени ряда хороших спектрограмм. Роль дисперсии при таком изучении велика.

§ 63. Туманности, освещенные и выброшенные новыми звездами. Через полгода после вспышки N Per 1901 вокруг нее была обнаружена волокнистая и приблизительно круглая туманность, радиус которой увеличивался со

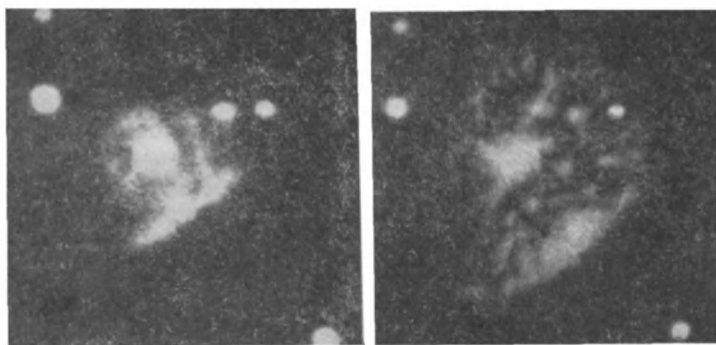


Рис. 110.

скоростью 11' в год, а яркость падала, и в 1902 г. туманность стала невидима. Спектр ее в 1902 г. оказался идентичным со спектром самой звезды, когда последняя была в максимуме блеска (за 1½ года до этого). Вместе с соображениями о расстоянии до звезды и о скорости роста туманности это позволило заключить, что в данном случае мы имеем движение волны света, освещающей по мере своего движения пылевую туманность. Волна мощного света, излученного звездой в максимуме, осветила туманность, когда до нее дошла. Туманность находилась случайно поблизости от звезды.

По-видимому, подобные, но менее эффектные и хуже изученные случаи наблюдались и при вспышках других звезд.

Предположение о том, что широкие, яркие линии спектров новых звезд вызваны прозрачной газовой оболочкой, выбрасываемой ими в момент максимума и расширяющейся, подтвердилось прямыми наблюдениями.

В 1916 г. около той же N Per 1901 обнаружили новую маленькую туманность, расширяющуюся и поныне со скоростью около 1" в год. Спектр ее оказался газовым, а линии расщепленными в середине. Очевидно, полая внутри и прозрачная оболочка при расширении и дает это расщепление, так как в видимом ее центре передняя полусфера с наибольшей скоростью движется к нам, а задняя от нас. Судя по величине расщепления линий спектра, расширение туманности происходит со скоростью 1200 км/сек и началось в момент



максимума блеска. На рис. 110 приведены фотографии оболочки, полученные в 1917 и 1943 гг.

Позднее подобные же расширяющиеся газовые туманности были обнаружены почти у всех наиболее ярких, т. е. близких к нам, новых звезд. Около 12 новых звезд показали этот эффект.

В 1928 г. было обнаружено раздвоение N Pic 1925, а в 1935 г. — N Her 1934, причем в обоих случаях компоненты удалялись друг от друга (рис. 111;

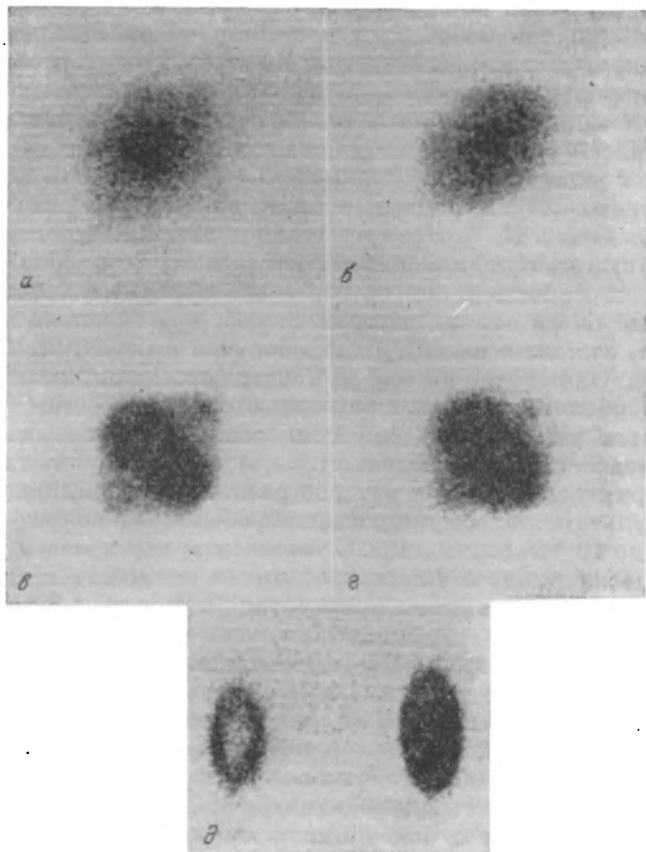


Рис. 111.

*а* — звезда и оболочка в синих лучах, *б* — оболочка в зеленых линиях [OIII], *в* — то же в лучах [NII] в июле 1942 г., *г* — то же в августе 1942 г., *д* — структура спектральных линий [OIII]). Позднее выяснилось, что в действительности это были сгустки в туманностях, выброшенных этими звездами. Впоследствии эти сгустки рассосались. Яркие полосы небулярных излучений и их сложная структура в спектрах новых звезд обуславливаются структурой выброшенных оболочек и ориентировкой сгустков в них относительно луча зрения. Неоднородность выброшенных оболочек свидетельствует о взрывном характере вспышки звезд и сбрасывании ими оболочек. Качественно раздвоение объясняет и некоторые сложности и недолговечность других явлений в спектрах. В самом деле, линии поглощения вызываются поглощением света в разных слоях выбрасываемой материи, движущейся с разными скоростями и имеющей различные значения температуры и плотности, быстро меняющиеся при расширении оболочки.

Прямые наблюдения выброшенных туманностей показали, что в небулярной стадии видимое свечение выброшенной оболочки гораздо ярче, чем свечение самой звезды, иногда на несколько звездных величин. Между тем блеск звезды, определяемый обычными способами, представляет сумму излучений звезды и оболочки. Самой звезде принадлежит непрерывный спектр, тогда как излучение в ярких полосах принадлежит выброшенной материи. Без учета так называемого «эффекта ярких полос» по наблюдаемой непосредственно яркости новой звезды нельзя правильно вычислить ее радиус и светимость в разных фазах ее эволюции.

Линии туманностей ослабевают в суммарном спектре после того, как туманность вокруг звезды рассеивается. Во всех случаях туманность расширяется равномерно со скоростью, далеко превосходящей параболическую. Поэтому образование планетарных туманностей путем вспышек новых звезд невозможно. Массы выброшенных оболочек к тому же в тысячи раз меньше массы оболочек планетарных туманностей.

Массы первых из них впервые были определены разными методами В. А. Амбарцумяном и Н. А. Козыревым. Они оценивали плотность оболочки (зная ее радиус) в момент максимума, когда плотность оболочки начинает падать. Тогда ее яркость в непрерывном спектре уменьшается и начинает падать видимый блеск звезды. Второй способ, применявшийся другими исследователями, состоит в оценке массы оболочки по интенсивности ее спектральных линий. Он основан на теории Занстра свечения планетарных туманностей, массы оболочек которых оцениваются именно этим способом. При этом приходится учитывать число ионизованных атомов, линии которых почему-либо недоступны наблюдениям.

В итоге применения многих методов разными учеными получены вполне согласные результаты. Массы выброшенных оболочек по определениям составляют от  $10^{-6}$  до  $10^{-4}$  массы Солнца. С течением времени массы оболочек увеличиваются (после выброса главной оболочки истечение вещества продолжается уже непрерывно), и, по-видимому, тем больше, чем больше светимость звезды в максимуме.

Находясь в стадии звезды Вольфа — Райе, новая звезда продолжает, по-видимому, терять массу путем непрерывного выбрасывания атомов с поверхности, но уже в меньшем количестве.

**§ 64. Физические условия в оболочках.** Свечение выброшенных оболочек вызывается, по-видимому, частично фотоэлектрической ионизацией атомов и их последующей рекомбинацией (как в газовых туманностях), а частично соударениями с более быстрыми частицами, продолжающими выбрасываться с поверхности звезды. Рост температуры звезды, облучающей оболочку, и падение плотности в ней при расширении увеличивают постепенно ионизацию оболочки. Когда и разжиженность излучения, растущая с удалением от звезды, становится достаточной (при плотности около  $10^{-19}$  г/см<sup>3</sup>), в оболочке возникают запрещенные линии, свойственные туманностям.

К сожалению, окончательно еще не выяснен вопрос, отделяется ли оболочка от звезды в начале вспышки или только в момент максимума блеска. Во всяком случае отделяющаяся оболочка в момент максимума блеска по толщине и по плотности должна значительно превосходить обращающий слой звезд-сверхгигантов.

Электронная плотность в оболочке падает от значения порядка  $10^9$  на 1 см<sup>3</sup> по крайней мере до значения  $10^5$  на 1 см<sup>3</sup> в разгаре небулярной стадии, что приближается к плотности оболочек планетарных туманностей. Электронная температура оболочек определяется по отношению интенсивностей небулярных линий спектра на основе теории свечения газовых туманностей и составляет от 4 до 9 тыс. градусов, мало меняясь с течением времени.

Она также сходна с электронными температурами туманностей. Сходство процессов и условий, которые в оболочках одной и той же звезды меняются, делает изучение их особенно ценным для понимания процессов в туманностях, которые тоже расширяются, но гораздо медленнее. Однако теория процесса при быстром расширении гораздо сложнее. Развита в работах В. В. Соболева, эта теория дает интенсивность ярких линий, хорошо согласующуюся с наблюдениями.

Значительно труднее оказалось согласовать с наблюдениями ряд разработанных теорий профилей ярких полос в спектре расширяющихся прозрачных оболочек. Принципиально по профилям ярких полос можно установить, движутся ли атомы в оболочке ускоренно или замедленно, происходит ли движение после получения импульса по инерции или иначе и т. д. Сравнение таких теорий с наблюдениями затруднено, однако, тем, что профили ярких полос искажаются частично накладывающимися на них линиями поглощения.

Особенно подробно рассмотрел различные детали изменений в спектрах оболочек Э. Р. Мустель. По его соображениям, оболочка отрывается вместе с обрабатываемым слоем (который по толщине сравним с радиусом звезды в момент максимума блеска). Обрушивающийся на нее после этого снизу мощный поток излучения огромной фотосферы дает импульс нижнему слою оболочки. Позднее выбрасываемые атомы летят с большей скоростью и, нагоняя оболочку, поддерживают столкновениями ее свечение. Даваемые ими импульсы увеличивают скорость оболочки от внутреннего слоя к наружному, и домаксимальный спектр заменяется главным, имеющим большее доплеровское смещение.

Диффузно-искровой спектр образуется атомами, выбрасываемыми позднее с большей скоростью из обнажившихся более горячих слоев звезды. Выбросы сквозь поверхность из еще более горячих внутренних частей звезды образуют орионов спектр. Недолговечные темные линии вызваны облаками газа, неравномерно выбрасываемыми из недр и быстро рассеивающимися или переставшими проектироваться на звезду и поглощать свет ее фотосферы.

Однако многие детали сложных изменений в спектре оболочки пока не поддаются удовлетворительному объяснению. Возможно, что отождествление наблюдателями деталей, видимых в спектре в разные дни, и их интерпретация не всегда правильны ввиду сложности, неотчетливости и изменчивости этих деталей, так что теории приходится иногда объяснять несуществующие явления.

Самый отрыв оболочки происходит, по-видимому, не только под действием увеличения светового давления расширяющейся атмосферы, но и вследствие процессов взрывного характера, может быть, при участии электромагнитных сил. В какой-то мере выброс оболочки аналогичен выбросу протуберанцев на Солнце, но совершенно отличен по масштабу и по результатам. Структура оболочек, выброшенных новыми звездами, позволяет предполагать в них наличие магнитного поля.

**§ 65. Физические явления в процессе вспышки новых звезд.** Тогда как явления, происходящие в сбрасываемой звездой оболочке, нам в основном ясны, явления, происходящие с самой звездой при вспышке, выяснены гораздо хуже. Известным затруднением является отсутствие спектральных данных о поведении звезды на восходящей ветви кривой, за исключением периода перед самым максимумом.

Во всяком случае несомненно, что очень горячая звезда, которая до вспышки была сходна со звездами класса О, к максимуму блеска становится сверхгигантом класса А или F с более низкой температурой. В то же время спектр звезды незадолго до максимума в основном непрерывный. Поэтому

рост блеска должен объясняться ростом светящейся фотосферы звезды, что даже компенсирует падение температуры. Согласно расчетам до вспышки звезда горячая и в одних случаях несколько больше Солнца, в других — много меньше, а в максимуме блеска превышает Солнце по диаметру в сотни раз.

Повышение блеска за счет роста радиуса фотосферы подтверждается сдвигом линий поглощения в спектре, означаящим движение обращенной к нам полусферы звезды на нас.

Сопоставление полученной отсюда линейной скорости расширения со скоростью увеличения радиуса, выводимой по увеличению блеска, приводит к знанию радиуса звезды

в разные моменты подъема блеска. Однако результаты оказались в некотором противоречии с другими данными. При подъеме блеска N Her 1934 линии водорода и металлов имели разный сдвиг, уменьшавшийся со временем и сравнявшийся к максимуму (рис. 112).

Теория профилей линий поглощения в спектре расширяющейся звезды приводит к выводу, что линии должны смещаться, расширяться и приобретать сильную асимметрию. В действительности в смещенных линиях асим-

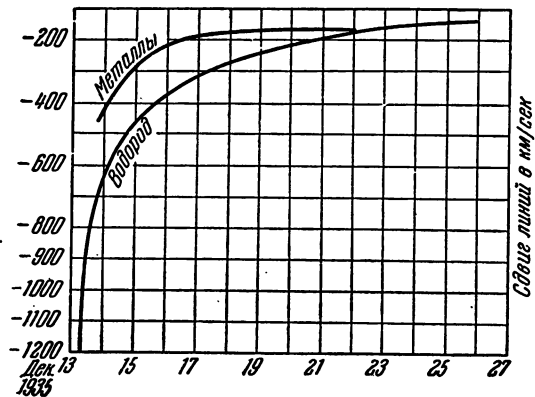


Рис. 112.

метрия оказывается несколько иной, вероятно, вследствие влияния соседних с ними линий излучения. Но фактическая ширина линий гораздо меньше ожидаемой.

Объяснение всех этих явлений состоит в следующем.

Уже задолго до максимума фотосфера звезды оказывается очень протяженной, и падение яркости от центра видимого диска к краю происходит гораздо быстрее, чем у Солнца. Размером этой фотосферы и определяется блеск звезды.

Обращающий слой, производящий в спектре линии поглощения в домаксимальный период, тоже протяженный и может расширяться с иной скоростью, чем фотосфера. Поэтому рост светящейся поверхности и рост поглощающего слоя, определяющего сдвиг линий, не вполне сравнимы. Мало того, обращающий слой у N Her был стратифицирован. Металлы, видимо, начали свое движение от центра раньше, а водород позднее и с большей скоростью. Постепенно водородный слой догонял слой металлов, столкнулся с ним, и с общей скоростью они двигались до момента максимума блеска. По расчету Э. Р. Мустеля в максимуме радиус фотосферы у N Her достигал 330 радиусов Солнца, а радиус обращающего слоя составлял 500 радиусов Солнца и его толщина была 170 радиусов Солнца. После максимума блеск звезды упал и от нее отделилась оболочка.

До сих пор не удается сделать выбор между двумя конкурирующими представлениями. С точки зрения одного из этих представлений с момента вспышки до максимума вся звезда расширяется как целое, а после максимума сжимается до прежнего радиуса. С точки зрения другого представления звезда в целом при вспышке не меняет своего радиуса. В начале вспышки от нее отделяются внешние слои, образуя расширяющуюся оболочку, которая потом и наблюдается как увеличивающаяся в размерах туманность. Спад блеска начинается с того момента, когда выброшенная при вспышке

оболочка становится настолько тонкой и разреженной, что перестает заметно излучать в непрерывном спектре и сквозь нее начинают просвечивать обнаженные при вспышке более горячие слои самой звезды. Этим объясняется и видимое повышение температуры, в общем непрерывно наблюдаемое после максимума.

О подъеме температуры после максимума свидетельствует измерение распределения энергии в непрерывном спектре, а до максимума эта спектрофотометрическая температура падает; продолжает она падать и некоторое

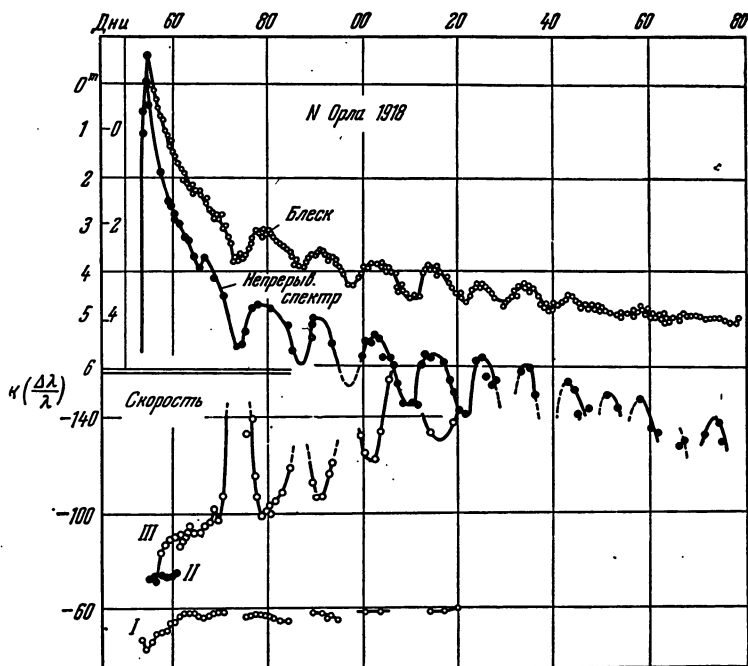


Рис. 113.

время после максимума. Минимальная температура составляет 6—7 тыс. градусов и при особых условиях сопровождается появлением полос поглощения циана.

На дальнейшее повышение температуры указывает появление в спектре линий все более высокоионизованных элементов. Применение теории свечения газовых туманностей к ярким полосам спектра оболочки позволяет определить температуру звезды, возбуждающей ее излучение. В разгар небулярной стадии температура звезды достигает 100 000°.

При вторичных колебаниях блеска в максимумах температура падает, а в минимумах возрастает. У N Per 1901 по спектрограммам А. А. Белопольского впоследствии нашли в максимумах переходной стадии температуру 30 000° и в минимумах 40 000° (с учетом эффекта ярких полос, упоминавшегося выше). Это позволило установить, что радиус звезды колебался при этом от 0,5 до 1,5 радиуса Солнца, увеличиваясь к максимуму блеска. Менялась вместе с тем и электронная плотность в оболочке. Из этих данных выяснилось, что вторичные максимумы на кривой блеска — это не вспышки на фоне общего уменьшения блеска. Наоборот, минимумы на кривой являются периодами аномально сильной недодачи энергии звездой.

На рис. 113 приводятся графики колебаний видимого блеска, яркости непрерывного спектра и сдвига трех систем линий поглощения у N Aql 1918.

Такие колебания происходят, вероятно, вследствие изменений в непрерывном истечении газов из звезды, продолжающемся после отделения оболочки. Когда эти газы делаются прозрачными вследствие, например, уменьшения истечения и их разрежения или вследствие ускорения их, к нам начинает приходить излучение из более глубоких и горячих слоев меньшего радиуса, отчего видимый блеск звезды падает. Когда непрозрачность движущейся наружу атмосферы звезды возрастает, яркость повышается, а эффективная температура падает. Если звезда в целом и не сжимается, то после вспышки эффективный радиус ее, несомненно, уменьшается хотя бы за счет прекращения истечения газов, образующих вокруг звезды динамическую и плотную атмосферу, излучающую в непрерывном спектре.

Весьма существенным является вопрос о массах новых звезд. Двойных звезд с установленным орбитальным движением среди новых долго не было известно, и потому прямое определение их масс было невозможно.

Линии поглощения в спектрах новых до и после максимума обнаруживают систематические изменения, смещения как в направлении уменьшения, так и увеличения сдвига. В случае уменьшения эти сдвиги пытались объяснить гравитационным торможением оболочки, вызываемым притяжением массой звезды. Если бы это было действительно так, то находимые по этому ускорению массы были бы минимальными, так как тяготению препятствует давление света изнутри.

Вычисленные таким путем массы оказались весьма разнообразными не только для разных звезд, но и для одной и той же звезды, смотря по тому, какие линии с их сдвигами брались для расчета. Например, для N Gem 1912 получились массы от 150 до 1170  $M_{\odot}$ . С другой стороны, для N Her среди вычисленных масс встречаются лишь немногие, превышающие массу Солнца.

Огромное значение имело открытие Уокера (1945), что N Her 1934 является затменно-двойной звездой с необычайно коротким периодом — около  $4\frac{1}{2}$  часов. Неправильные колебания блеска, накладывающиеся на кривую типа Алголя, мешают установить точно элементы орбиты, размеры, температуру и массу каждого компонента по кривой блеска. Однако несомненно, что эта масса не превышает нескольких масс Солнца и, вероятнее, даже значительно меньше массы Солнца. Наряду с этим были обнаружены строго периодические колебания переменной амплитуды (до  $0^m,1$ ) с периодом всего лишь 1,18 мин. Спутник N Her 1934 — холодный карлик. N Aug 1891 также оказалась затменной переменной с очень короткопериодическими колебаниями.

Эти открытия еще больше осложняют представление о физической природе новых звезд и, в частности, ставят вопрос, была ли N Her 1934 и до вспышки двойной, а если была, то какой из компонентов (или оба) вспыхивал. Один из них при этом был на 3 зв. величины слабее другого. Расстояние между ними имеет порядок всего лишь 300 000 км. Поскольку среди всех остальных звезд даже сверхгиганты не имеют масс более 100 солнечных, а новые звезды в нормальном состоянии имеют средние и даже очень малые светимости, большинству исследователей непомерно высокие массы, получавшиеся по сдвигам линий в спектре, всегда представлялись сомнительными.

Для суждения о физических изменениях при вспышке существенным является подсчет энергии, теряемой звездой. Подробно такие подсчеты были сделаны Б. А. Воронцовым-Вельяминовым и показали большое разнообразие этих величин для разных звезд, причем абсолютные их значения, к сожалению, зависят от неизвестных нам данных: от массы звезды и от того, в начале вспышки или в максимуме блеска отрывается ее оболочка.

Теряемая энергия складывается из следующих видов потерь: 1) энергии, затрачиваемой на отрыв оболочки массы  $m$  от звезды, имеющей массу  $M$

и радиус  $r$ ,

$$E_0 = G \frac{mM}{r};$$

2) энергии  $E_p$ , идущей на расширение выброшенной оболочки, имеющей температуру  $T$  и объем  $V$ , являющийся функцией времени,

$$E_p = \int p dV = \frac{R}{\mu} m \int T \frac{dV}{V},$$

где  $\mu$  — средний молекулярный вес и  $R$  — газовая постоянная; 3) энергии кинетической  $E_k$ , идущей на сообщение скорости оболочке; 4) энергии лучистой  $E_\lambda$ , излученной за время вспышки, за вычетом энергии, которая была бы излучена за то же время при нормальном состоянии звезды.

С другой стороны, характернее, быть может, не величина  $E_\lambda$  или абсолютное значение полной потери, а отношение этих потерь к нормальному излучению звезды за тот же срок и за срок между двумя последовательными вспышками.

Именно эти отношения характеризуют степень катастрофичности вспышки и роль последней в энергетическом балансе звезды.

Оказывается, что, если оболочка отрывается в максимуме блеска, основную потерю энергии составляет  $E_\lambda$ , почти не зависящая от амплитуды изменения блеска.  $E_\lambda \approx 10^{45} - 10^{46}$  эрг для всех новых. Это в  $10^4 - 10^6$  раз больше энергии, излучаемой Солнцем за год. Если же оболочка отрывается при вспышке, то  $E_0$  несколько больше, чем  $E_\lambda$ .

В целом потеря энергии в обоих случаях меньше той, которая должна выделиться в случае превращения обычной звезды в плотный белый карлик. Следовательно, и по энергетическим данным одна вспышка не может сопровождать радикальное изменение внутреннего строения звезды. Вспышка не меняет существенно общую структуру звезды и, вероятно, затрагивает лишь ее наружные слои.

Отношение энергии, теряемой при вспышке, к энергии, излучаемой в промежутке между вспышками, и для типичных новых (даже если их вспышки отделены тысячелетиями) имеет порядок единицы. Другими словами, в общем энергетическом расходе звезды вспышки не являются какой-либо выдающейся величиной. Возьмем излучение энергии звездой в нормальном ее состоянии за то время, в течение которого, излучая, как в максимуме блеска, звезда выделила бы всю свою энергию вспышки. Обозначим это излучение  $E$ . Тогда, оказывается,  $E_\lambda/E$  растет с амплитудой, составляя для повторных новых около 50, а для типичных новых иногда превышая 500 000. Для очень медленных новых типа  $\eta$  Car  $E_\lambda/E$  составляет уже десятки миллионов. Это есть мера потрясения энергетики звезды при вспышке, мера резкости этого потрясения. Величина эта характеризует вспышку лучше, чем амплитуда, так как учитывает формы кривых блеска, как известно весьма различные. Со всеми этими данными должны считаться гипотезы о причине вспышек новых звезд.

§ 66. Новые звезды в других галактиках и их место на диаграмме спектр — светимость. Распределение в пространстве. Выше говорилось, что в максимуме блеска новые звезды являются сверхгигантами, но точные данные об их светимости получить трудно. Ввиду дальности новых измеренные тригонометрические параллаксы их ненадежны, а собственные движения известны тоже очень плохо.

В других галактиках не раз наблюдались вспышки новых звезд. Так, например, в М31 (туманность Андромеды) их было зарегистрировано 108. Позднее Арп в результате специальных наблюдений в течение  $1\frac{1}{2}$  лет заключил, что ежегодное число вспышек новых в этой галактике должно соста-

влять около 26. Кривые их блеска и спектры, наблюдаемые лишь вблизи максимума, совершенно сходны с таковыми у новых в нашей Галактике. Частота их встречаемости растет к центру галактики Андромеды. В Магеллановых Облаках их очень мало, и лишь одна наблюдалась в шаровом звездном скоплении нашей Галактики. Поэтому неясно, с каким типом звездных систем больше связаны их вспышки. Наблюдения новых в других галактиках, расстояния которых известны, дают представление об их абсолютной величине в максимуме. В М31 для них у Хаббла получилось  $M = -7^m,0$  в старой шкале расстояний, что дает  $-9^m,3$  в новой шкале.

Определение абсолютных величин различными статистическими методами (по интенсивности линий межзвездного кальция, их сдвигу при галактическом вращении и др.) приводит к среднему значению  $M = -7^m,5$ , Пейн-Гапошкина получила в 1954 г. значение  $-7^m,6$ .

Одним из лучших методов, дающим индивидуальные параллаксы, является сравнение угловой скорости расширения выброшенной оболочки с ее линейной скоростью, устанавливаемой по спектру. Однако некоторыми исследователями этот метод переоценивается, так как бывают большие расхождения и в оценке угловых диаметров туманностей, и в том, какую скорость по лучу зрения связывать с данной угловой скоростью расширения.

Более детальное рассмотрение показало, что, по-видимому, светимость новой звезды в максимуме связана с быстротой падения ее блеска в первое время после максимума. Так, получается, что

$$M = -10,5 + 2,2 \lg t_3,$$

где  $t_3$  — число дней, за которое блеск звезды ослабел на первые  $3^m$ . У очень быстрых новых  $M = -8,2$ , у средних —  $6,5$  и у наиболее медленных, типа RT Ser,  $M = -3,6$ .

Зная индивидуальные абсолютные величины новых звезд в максимуме их блеска (по скорости их развития и по другим данным) и амплитуду, можно установить их абсолютные величины до и после вспышки. Последние оказываются крайне разнообразными. Они заключены в пределах примерно от  $+1^m$  до  $+9^m$  и слабее. Поэтому для светимостей новых звезд в их нормальном состоянии характерным является не то, что их средняя визуальная светимость близка к солнечной, а то, что их светимости крайне разнообразны. По светимости более яркие из них сходны со звездами класса А главной последовательности, а наиболее слабые сходны с белыми карликами. Огромное разнообразие светимостей новых звезд в нормальном состоянии говорит против того, чтобы такие вспыхивающие звезды представляли собой физически достаточно однородную группу. Естественно видеть в них различные фазы эволюции, протекающей довольно быстро.

Так как дисперсия светимостей в минимуме значительно превышает дисперсию их в максимуме блеска, то повторные новые в нормальном состоянии наиболее яркие, а звезды с наибольшей амплитудой и вспыхивающие, вероятно, реже всего являются белыми карликами. Температура новых звезд между вспышками точно неизвестна ввиду сложности проблемы определения температур звезд с обширными оболочками, обладающими стратификацией. Во всяком случае их температуры являются наивысшими для звезд и близки к столь же высоким температурам звезд классов О—А и Вольфа — Райе, а также ядер планетарных туманностей.

В своей совокупности новые звезды между вспышками образуют на диаграмме спектр — светимость так называемую бело-голубую последовательность, открытую Б. А. Воронцовым-Вельяминовым в 1946 г. В общем, они вместе с ядрами планетарных туманностей, имеющих несколько меньшую дисперсию светимостей, занимают на диаграмме спектр — светимость вертикальную полосу, выходящую из области белых (точнее, голубых, как наи-



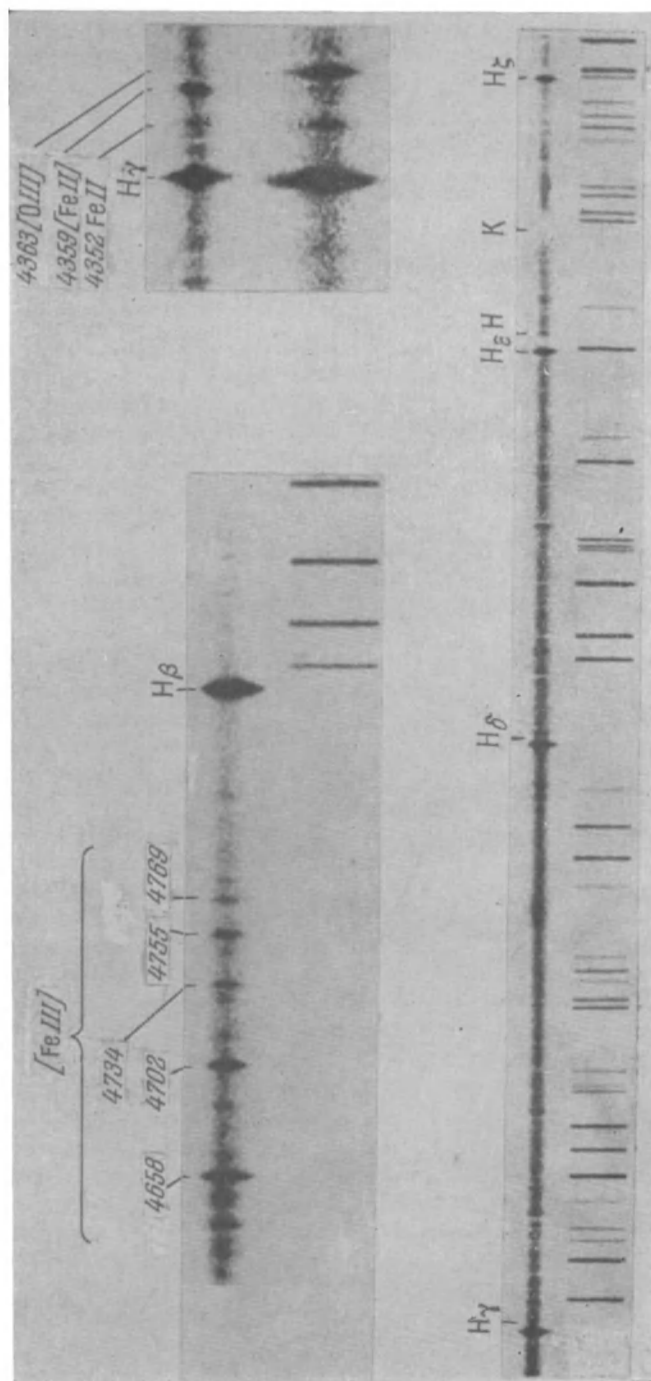


Рис. 114.

более горячих) карликов, но не доходящую до нормальных звезд классов О—А. Разрыв между ними полностью заполняют звезды типа Вольфа — Райе, имеющие также очень большую дисперсию светимостей. Весьма существенно, что на диаграмме промежутков между устойчивыми горячими гигантами и карликами целиком заполняется наименее устойчивыми звездами, какими являются новые звезды, а может быть, и звезды Вольфа — Райе и ядра планетарных туманностей. Позднейшие исследования Гринстейна показали существование и других типов горячих звезд пониженной светимости, несколько маскирующих бело-голубую последовательность.

Знание абсолютных величин новых звезд позволяет изучить их распределение в Галактике. Они обнаруживают значительную концентрацию к плоскости Галактики и еще большую — к ее центру, представляя в общем систему типа промежуточного между системами плоскими и сферическими.

Более всего их распределение сходно с распределением планетарных туманностей, с ядрами которых они сходны и по светимости, и по ее дисперсии, и по температуре. Постоянно напрашивающийся отсюда вывод, что планетарные туманности — это новые звезды, выброшенные оболочки которых сохранились, встречает следующие трудности. Массы оболочек планетарных туманностей на 3—4 порядка больше, чем массы оболочек, выбрасываемых новыми звездами, и никогда еще не наблюдалось, чтобы последние, расширяющиеся крайне быстро, почти прекратили свое расширение и сохранились вокруг звезды. Притом у многих туманностей эти оболочки исключительно малы и невидимы даже в сильнейшие телескопы, хотя эти туманности сравнительно близки к нам.

Некоторые новые звезды вспыхивали, по-видимому, в межгалактическом пространстве, в котором, как известно, существуют короткопериодические цефеиды, шаровые скопления и, вероятно, множество других звезд. Обрывочность наблюдений таких новых звезд не позволяет, однако, считать их существование доказанным.

В М31 распределение новых звезд в пространстве очевидно. Они встречаются до видимых границ этой галактики, преимущественно в направлении ее большой оси, но сильно концентрируются к центру М31.

§ 67. Новоподобные звезды. В § 59 говорилось о неопределенности этого класса звезд и о произвольности в причислении переменных и даже постоянных по блеску звезд к этому классу. Поэтому здесь мы не будем рассматривать звезды типа Р Суг, переменные звезды типа U Gem и Z Cam, а также переменные горячие звезды типа  $\gamma$  Cas и некоторые особенные звезды, вроде Т Тау. Эти звезды рассматривались в гл. IX.

Названию «новоподобные» наиболее соответствуют горячие звезды, которые по спектру и по неправильным колебаниям блеска с едва заметной или с небольшой амплитудой сходны с новыми звездами в промежутках между их вспышками. Все такие звезды слабы по видимому блеску ( $11^m$ — $12^m$ ). Это делает вероятным, что многие из них являются в самом деле новыми звездами, вспышки которых просто еще не наблюдались за короткую историю нашей науки.

Интересно, что некоторые из таких звезд имеют в спектре черты, свойственные звездам классов G, K и M. Может быть, здесь, как и в случае Т СгВ, мы имеем двойные звезды, состоящие из холодной звезды и горячего новоподобного спутника.

Наиболее типичными новоподобными звездами являются Z And ( $8^m,9$ — $12^m,8$ ), R Aqr ( $7^m,5$ — $12^m,0$ ), BF Cyg ( $9^m,3$ — $13^m,4$ ), CI Cyg ( $10^m,5$ — $13^m,2$ ), AX Per ( $9^m,4$ — $12^m,5$ ), RX Pux ( $11^m,1$ — $14^m,1$ ) и др. На рис. 114 приводится спектр BF Cyg.

V Sge ( $9^m,5$ — $13^m,2$ ) сходна с ними во всем, но не имеет в спектре компонента позднего класса. Все они, за редкими исключениями, имеют на фоне

непрерывного спектра кроме ярких линий значительной ширины, принадлежащих водороду, гелию, ионизованному гелию, азоту и др., еще и запрещенные линии, характерные для газовых туманностей. Вокруг Z And и R Aqr крохотные туманности видны и непосредственно, в них и возбуждаются небулярные линии. Интенсивности линий друг относительно друга и относительно непрерывного фона, как и у новых звезд между вспышками, меняются, и особенно сильно при изменениях блеска, причем аналогично новым вблизи максимума непрерывный спектр, соответствующий высокой температуре, усиливается, а спектр холодного компонента ослабевает и даже совсем пропадает, что говорит в пользу истинной двойственности этих звезд, у которых переменным или более переменным по блеску является именно горячий, новоподобный компонент. Только у R Aqr холодный компонент

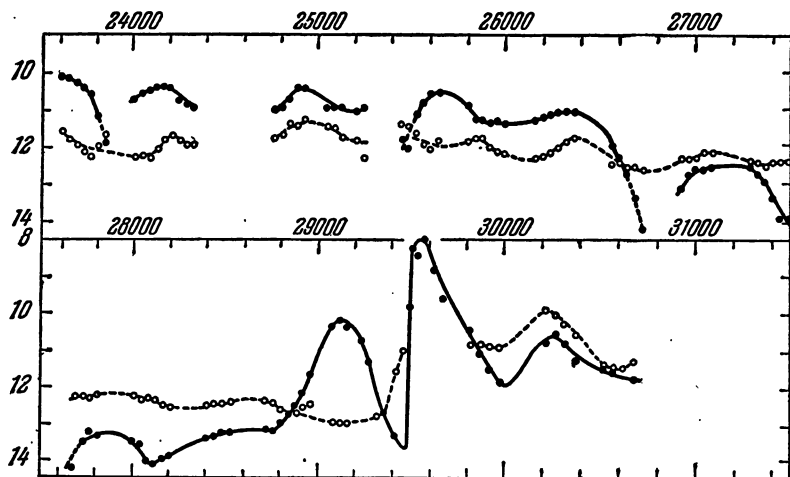


Рис. 115.

является красной долгопериодической переменной звездой с амплитудой до 4 зв. величин. У Z And наблюдается и колебание лучевой скорости с тем же периодом (порядка 680 суток), с каким меняется блеск. Были сделаны попытки разделить наблюдаемые кривые изменения суммарного блеска Z And и R Aqr на отдельные кривые для холодного и горячего компонентов. На рис. 115 приводится кривая блеска Z And, разложенная на кривые блеска красного (кружки) и голубого (точки) компонентов.

Вблизи максимума блеска у ряда названных звезд наблюдаются и линии типа P Cyg — расширенные яркие линии с темными компонентами на фиолетовом крае, сдвинутые к фиолетовому же концу спектра, как у новых звезд. Небулярные линии в это время пропадают или ослабевают, т. е. сходство с эволюцией спектра новых звезд очень большое.

Звезды типа Z And представляют возможность одновременного сравнительного изучения множества линий излучения, так как эти линии, будучи узкими, не сливаются друг с другом и очень многочисленны. Все такие звезды обнаруживают колебания структуры и лучевой скорости. Выбросы газа, происходящие в этих звездах, невелики.

§ 68. Звезды типа Р Лебедя. Как говорилось в начале главы, эти звезды нельзя рассматривать как «перманентные новые», тем более что сейчас к ним нередко причисляют любую звезду, у которой хотя бы одна из темных линий в спектре имеет эмиссионный компонент на красном крае. Таким образом, некоторые причисляют сейчас к звездам типа Р Cyg даже такие сверхгиганты постоянного блеска, как  $\alpha$  Cyg, у которой только линия  $H_{\alpha}$  при мощной

дисперсии обнаруживает слабый эмиссионный компонент, тогда как в спектре  $\sigma$ В1е $\gamma$  самой Р Суг все линии водорода, гелия и многие другие являются не только весьма яркими, но и довольно широкими, а их абсорбционные компоненты обнаруживают сдвиги от  $-28$  до  $300$  км/сек. Спектр самой Р Суг (рис. 116) отличается от спектров типичных новых звезд в довольно ранних стадиях падения их блеска только меньшей шириной линий.

В Большом Магеллановом Облаке обнаружено около десятка звезд со спектрами такого типа, там они являются одними из самых ярких звезд.

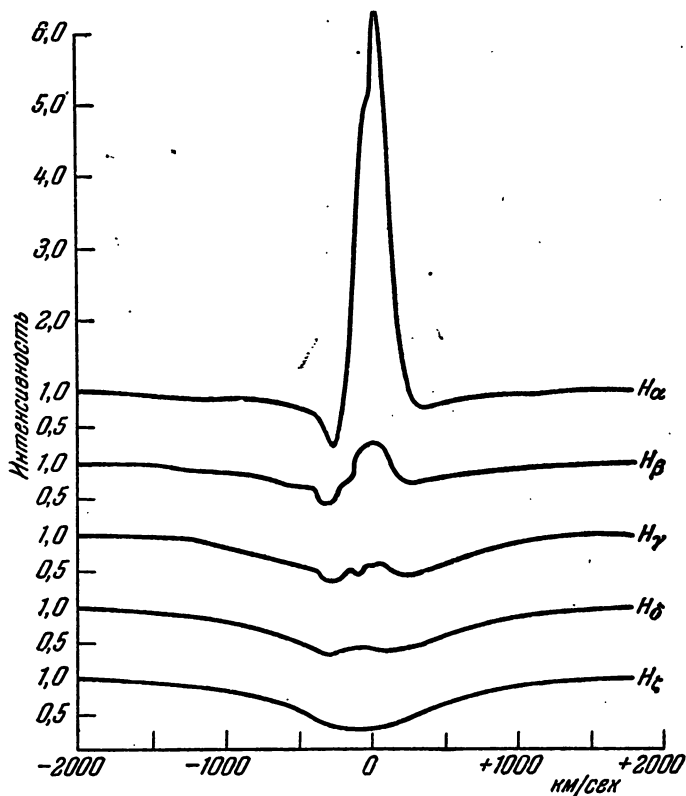


Рис. 116.

Их абсолютная величина в среднем около  $-7^m$  в новой шкале расстояний. В их числе находится и ярчайшая из всех известных звезд S Dog с абсолютной величиной в максимуме  $-8^m,9$ . Однако она является затменной переменной. По-видимому, оба компонента ее принадлежат к типу Р Суг и имеют абсолютные величины около  $-8^m,2$ . Оба они являются неправильными переменными с небольшой амплитудой. По ряду признаков и Р Суг имеет абсолютную величину в пределах от  $-5^m$  до  $-7^m$ . Понятно, что абсолютные величины таких звезд в нашей Галактике индивидуально и надежно установить пока нельзя. Однако по некоторым признакам в ней есть ряд звезд с таким же типом спектра и меняющих блеск, но не являющихся сверхгигантами. Во всяком случае многие из этих звезд имеют видимую величину порядка  $10^m-11^m$  и находятся в довольно высоких галактических широтах, и их светимость должна быть невысокой.

Спектр типа Р Суг по временам наблюдается у новоподобного спутника R Aqr очень низкой светимости, у спутника  $\sigma$  Cet, являющегося белым или промежуточным карликом с абсолютной величиной  $+6^m$ , и у других звезд.

Большинство звезд типа Р Суг принадлежит к звездам классов В или О. Билс насчитывает (1951) в нашей Галактике и в Магеллановых Облаках 69 известных звезд типа Р Суг, причисляя к ним даже Денеб (сА2кеаg), Z And, спутники R Aqr и o Cet (B8eq), ε Aur (F2eaq), Ригель (B7eaq), η Car, μ Sgr (B8eq), β Lyr и др.

Вряд ли такое расширение понятия удачно, так как оно включает крайне разнородные звезды, причем раньше под звездами типа Р Суг понимали только сверхгиганты класса В с большим числом ярких и довольно широких линий с темными компонентами. Если говорить только о таких звездах, то в Большом Магеллановом Облаке, кроме S Dor, переменность обнаружена еще у одной звезды. У еще 8 наблюдавшихся в этой галактике звезд переменность не обнаружена, как и у многих галактических звезд этого типа.

Никто не стал бы причислять звезды типа Р Суг к новым, если бы случайно нам не была известна история самой Р Суг. В 1600 г. она имела блеск 3<sup>m</sup>, а до этого, вероятно, значительно слабее. К 1625 г. она ослабела до 6<sup>m</sup>, а потом, по-видимому, еще больше. В 1655 г. ее блеск достиг величины 3<sup>m</sup>,5, а к 1661 г. она снова стала «невидимой». То становясь невидимой, то достигая 6<sup>m</sup>, с 1715 г. она остановилась на 4<sup>m</sup>,9, и лишь с помощью электрофотометра обнаруживаются у нее ничтожные колебания блеска.

Возможно, что когда-то такие изменения обнаруживали и другие звезды, достаточно сходные с ней по спектру, но это трудно допустить для таких звезд, как Денеб, Ригель, ε Aur и β Lyr.

По-видимому, звезды типа Р Суг являются сверхгигантами с очень обширными и неустойчивыми атмосферами, находящимися в состоянии непрерывного, довольно медленного расширения. По временам истечение материи с поверхности, поддерживающее эти атмосферы, ослабевает, и тогда лежащая под ними нормальная фотосфера обеспечивает лишь значительно меньшее излучение — звезда ослабевает в блеске, когда ее обширная атмосфера временно рассеивается. Если это так, то явления в атмосферах звезд типа Р Суг скорее обратны тем, которые происходят в новых звездах. Нормальным состоянием последних является отсутствие протяженной и плотной атмосферы, а нормальным состоянием звезд типа Р Суг является именно существование такой атмосферы, по временам рассеивающейся. Звезды Р Суг должны быть ближе к звездам типа Ве и вообще к звездам класса В, чем к новым звездам. В пользу этого говорит частая переменность блеска и спектра у звезд Ве и существование целого ряда звезд со спектрами, переходными от типа Р Суг к типу Ве. Например, есть звезды, в том числе переменные, типа Ве с яркими линиями FeII. Одна такая звезда XX Ori часто имеет эти же линии более яркими и такой же структуры, как у Р Суг; падения блеска у нее реже, чем сохранение наиболее высокого блеска. То же имеет место и у Z CMa. У RW Peg класса В очень ярки все линии бальмеровской серии, у других звезд ярки только некоторые из линий этой серии, чаще только H<sub>α</sub> и H<sub>β</sub> или только H<sub>α</sub>, которая иногда наблюдается лишь как слабый компонент и на время исчезает.

Общий вывод: у звезд класса В часто возникают временные или более постоянные условия, благоприятствующие возникновению довольно больших атмосфер весьма различной протяженности, плотности и устойчивости. Когда такие атмосферы сравнительно разрежены и почти стационарны, в них, в соответствии с теорией Росселанда, происходит процесс флуоресценции: в процессах рекомбинации водород высвечивается в большем или меньшем числе линий бальмеровской серии. Быть может, и атмосферы эти, «взвешенные» подобно обращающему слою Солнца, состоят почти исключительно из водорода.

Р Суг известна своим аномально желтым цветом и распределением энергии в непрерывном спектре, соответствующим температуре гораздо более

низкой, чем следует из ее спектрального класса. Некоторые авторы находили, что температура Р Суг, соответствующая распределению энергии в непрерывном спектре, уменьшается от 8300 до 5700° по мере перехода к более длинным волнам, тогда как спектральный класс ее соответствует температуре около 20 000°. Такая картина и качественно и количественно хорошо соответствует теории протяженных атмосфер Н. А. Козырева, приводящей к подобным особенностям в излучении энергии. Однако за последнее время снова даются доказательства того, будто аномальная желтизна Р Суг обусловлена только межзвездным поглощением света. Другие звезды этого типа не изучались, и вопрос об истинном цвете Р Суг нельзя считать вполне выясненным.

Теория профилей спектральных линий звезд типа Р Суг подробно разработана. В ней рассматриваются процессы поглощения, излучения и рассеяния в обширной расширяющейся атмосфере, и результаты хорошо согласуются с наблюдениями.

Оценки массы, теряемой типичной звездой типа Р Суг при расширении ее атмосферы, дают около  $10^{-5}$  массы Солнца в год. Эта величина определяется скоростью расширения, размерами звезды и плотностью атмосферы, определение которой наименее точно. Большая потеря массы звездой Р Суг говорит о том, что если она происходит непрерывно, то в этом состоянии звезда может существовать не более  $10^5$ — $10^6$  лет. Прямых определений масс таких звезд нет. У затменно-двойной S Dor по ее светимости и на основе статистических закономерностей для спектрально-двойных для массы получены пределы в 60—160 масс Солнца.

Следует, однако, подчеркнуть, что большинство звезд, причисляемых часто к типу Р Суг, например некоторые звезды в Персее, имеют крайне медленное истечение, обнаруживаемое по наличию лишь одной яркой водородной линии. Поэтому потеря их массы в тысячи раз меньше, чем у звезд, действительно сходных с Р Суг. Если при ослаблении блеска таким, как у самой Р Суг, длившемся около столетия, количество выбрасываемого вещества резко уменьшается, то большинство звезд, причисляемых сейчас к этому типу, могут существовать в подобном виде  $10^9$  лет и дольше и по своей молодости должны уступать многим другим звездам, если только предел их возрасту не ставит интенсивность выделения лучистой энергии.

§ 69. Новоподобные звезды поздних спектральных классов. К новоподобным звездам иногда относят переменные звезды поздних классов, часто связанные с туманностями, в частности звезды типа RW Aur или Т Тау. Эти звезды принадлежат обычно к классам F5—G5 и, по-видимому, являются субгигантами. Причисление их к новоподобным основано на том, что у R Mon и у Т Тау в спектре есть яркие линии, имеющие низкий уровень возбуждения (H, Ti и FeII), с абсорбционными компонентами на фиолетовом краю. У Т Тау они смещены на  $-165$  км/сек. Означает ли это выбрасывание вещества из атмосферы или только наличие восходящих течений в ней, неясно, так как наблюдаемая скорость гораздо меньше параболической на их поверхности. Эти звезды окружены маленькими слабыми туманностями и физически связаны с переменными по яркости кометообразными туманностями. Другие звезды с этим типом переменности имеют чисто абсорбционные спектры и не связаны с видимыми светящимися туманностями. Когда в спектрах звезд появляются эмиссии, то они становятся ярче к максимуму блеска, что совершенно противоположно поведению спектров новых звезд. По-видимому, физическая природа таких звезд, лишь по фотометрическим признакам неправильной переменности относимых к одному классу, довольно различна, хотя осложнения вносит переменность их спектра, связанная с переменностью блеска и еще недостаточно изученная. В связи с тем, что эти звезды типа Т Тау образуют ассоциации, обнаруженные В. А. Амбарцумяном,

и считаются очень молодыми, за последние годы они привлекли большое внимание. В настоящем курсе они подробно описаны в гл. IX.

Во всяком случае нельзя считать, что наличие ярких линий, встречающихся в спектрах самых разнообразных звезд, позволяет зачислять их в новоподобные. Природа их и процессы в их атмосферах, а также причины, их производящие, весьма различны, и мы еще не умеем в них разбираться как следует.

Характерно, например, что звезды описанного выше типа не имеют резкого спектрального отличия, а иногда и отличия в характере неправильных колебаний блеска от других звезд, описываемых ниже. К последним относятся, например, звезды типов UZ Tau и UV Cet.

UZ Tau является карликом, спектр ее меняется от dM3 до непрерывного, и с приближением к максимуму в нем появляется много ярких линий, в том числе запрещенных. Сходные спектры с яркими линиями различной силы и многочисленности, но без линий туманностей обнаруживают сходные с UZ Tau карлики типа dMe: YY Gem (спутник двойной системы Кастор), HD 196982, BD+19°5116 и др.

Спектрально к ним близки и «вспыхивающие» переменные типа UV Cet, испытывающие иногда очень кратковременные яркие вспышки. К ним примыкает или принадлежит и Ближайшая Центавра (компонент системы  $\alpha$  Cen). От этих звезд есть незаметный, по крайней мере сейчас, переход к звездам dMe постоянного блеска, у которых иногда имеются только яркие компоненты у линий H и K кальция. Видимо, родственны в какой-то мере им всем и звездам типа T Tau и многочисленные слабые переменные звезды в туманности Ориона с очень различной степенью эмиссионности в спектре. Среди слабых звезд этой туманности встречаются такие, у которых при отсутствии изменения блеска появляется и исчезает очень яркая эмиссия  $H_{\alpha}$ . В то время как одни карлики поздних классов со спектрами dMe находятся в светлых или темных туманностях, другие (как Ближайшая Центавра) не имеют к ним никакого отношения.

Наряду с карликами и субгигантами поздних классов с той или иной степенью эмиссионности и «новоподобности» в спектре, известны гиганты и сверхгиганты классов G—M, имеющие в спектре яркие, иногда даже запрещенные линии, например VV Ser,  $\rho$  Cas; WY Cen, Ross 1985, W Ser, WY Vel, W Ser и др. В некоторых случаях есть основания утверждать о наличии у них невидимых или почти невидимых горячих и новоподобных спутников, ответственных за яркие линии и их изменения. Справедливо ли это во всех случаях, неизвестно. Во всяком случае запрещенные яркие линии, требующие часто высокого возбуждения и ионизации, наблюдаются, как отмечалось, не только у красных гигантов, но и у красных карликов, у которых горячий спутник малой светимости едва ли бы не выдал своего присутствия непрерывным спектром, накладывающимся на спектр холодной звезды карлика класса M.

Возникает вопрос, не могут ли горячими и невидимыми источниками, возбуждающими свечение небулярных и других ярких линий в спектрах систем, состоящих из холодного карлика и гиганта, быть обнаруженные недавно туманные объекты исключительно низкой светимости. Так, вблизи NGC 1999 Хербигом и Аро обнаружены 7 туманных объектов, из которых самый яркий имеет зв. величину  $17^m,5$ , а остальные много слабее. Неясно, находится ли внутри этих туманных пятнышек диаметром в несколько секунд дуги еще более слабая звезда или же это объекты, не являющиеся звездами в обычном нашем представлении.

Во всяком случае, если это звезды, то они не красные и не желтые. Они, вернее окружающие их туманности, дают на фоне крайне слабого непрерывного спектра очень яркую  $H_{\alpha}$ , более слабые линии [OI], [SII] и еще более

слабые линии [OII], CaII, [FeII], [NeIII] и др. Такой спектр сходен со спектром туманности Т Тау. Абсолютная звездная величина этих загадочных объектов ниже  $9^m$ , если они находятся на расстоянии соседней с ними туманности Ориона, а абсолютная величина источника непрерывного спектра в них (если он не излучается самими маленькими туманностями) не выше  $+12^m$ .

Подводя итог, мы видим, что существует непрерывная градация спектров звезд, в подавляющем большинстве случаев принадлежащих неправильным переменным и в той или иной (а иногда в очень малой) степени сходных с различными стадиями спектров новых звезд и переходящих либо в спектры нормальных горячих сверхгигантов классов сА и сВ, либо в спектры горячих карликовых и ультракарликовых звезд, либо в спектры субгигантов средних спектральных классов и в спектры красных гигантов и карликов.

Общее у всех этих звезд с новыми — это наличие протяженных атмосфер с восходящими течениями горячих газов, далеко не всегда, однако, переходящими в выбросы вещества. У всех них должен быть источник более или менее мощного ультрафиолетового излучения. Обычно, но неизвестно, всегда ли, источником такого излучения является горячая звезда. У одних новоподобных звезд она яркая и единственная, у других — это лишь более слабый и часто невидимый компонент системы.

Если под новыми звездами понимать только очень горячие звезды средних и малых светимостей, вспыхивающие очень редко и выбрасывающие при вспышке оболочки, то под новоподобными звездами, наиболее к ним близкими, следует понимать только звезды типа Z And. У большинства же остальных, описанных выше, физическая природа отличается более существенно. Общим у всех новоподобных звезд, взятых в наиболее широком смысле этого слова, является лишь наличие в той или иной мере протяженных или нестационарных атмосфер или даже туманных оболочек. Учитывая еще появление или наличие эмиссий в спектрах цефеид и ряда затменных переменных, мы видим исключительное разнообразие атмосфер, более динамичных и протяженных, чем у Солнца, среди самых разнообразных типов одиночных и кратных звезд. По-видимому, в обширных классах звезд при их развитии действуют факторы, которые во многих случаях остаются пока неизвестными.

**§ 70. Причины вспышек новых звезд.** Под теориями новых звезд часто понимают не теорию их вспышек, а теорию различных процессов, происходящих в течение вспышки. Многие из них разработаны подробно, например теория В. А. Амбарцумяна и Ш. Г. Горделадзе, объясняющая кривую изменения блеска расширением оптически толстой оболочки, оптическая толщина которой сразу падает вблизи максимума блеска и тогда звезда просвечивает сквозь оболочку. Разработаны теории резких падений блеска у звезд типа N Her 1934 и медленное восстановление их блеска после этого, а также теории ряда других явлений.

По поводу причины самой вспышки было высказано множество гипотез, тем более что не установлено окончательно, захватывает ли вспышка и внутренние слои звезды или ограничивается внешними. Во всяком случае сейчас ясно, что вспышки обусловлены квазипериодическими накоплениями неустойчивости в звездах определенного типа, весьма горячих и имеющих светимости очень разнообразные, но промежуточные между светимостями белых гигантов и белых карликов.

Одни гипотезы считают причиной возникновения такой неустойчивости внешние факторы — падение на звезду планет, взаимодействие с туманностью и др. Другие считают причиной внутренние процессы — перегрев в процессе ядерных реакций и др. А. И. Лебединским математически разработана теория ударной волны, распространяющейся в звезде и при достижении



поверхности приводящей к срыву симметричной или несимметричной оболочки.

По Бирману неустойчивость возникает на некоторой глубине при переходе лучистого равновесия в равновесие адиабатическое. При этом звезда должна быть бедна водородом и гелием, а происходящие изменения ведут к освобождению ионизационной энергии.

Другая теория, также разработанная математически, принадлежит Л. Э. Гуревичу и А. И. Лебединскому. Они находят, что вспышка произойдет легче всего у горячих звезд промежуточных светимостей, если они попадут в облако межзвездного водорода, имеющего повышенное содержание дейтерия. Всасывающийся звездой дейтерий порождает в ней зону ядерных реакций, приводящую к переизбытку энергии и к тепловому взрыву на некоторой глубине под поверхностью. Все подобные теории не принимают, однако, во внимание факта существования бело-голубой последовательности на диаграмме спектр — светимость, на которой новые звезды почему-то примыкают одним концом к горячим гигантам, а другим — к голубым карликам. Б. А. Воронцов-Вельяминов высказал гипотезу, что эта последовательность или хотя бы ее часть должна отражать течение эволюции.

Если признавать необходимость уменьшения светимости с уменьшением массы, то неизбежно уменьшение светимости новых звезд в результате потери ими массы при повторяющихся вспышках и в процессе непрерывного истечения материи в промежутках между ними, когда звезда находится в стадии Вольфа — Райе. Поэтому трудно отрицать, что новая звезда в процессе вспышек передвигается вниз вдоль бело-голубой последовательности и в связи с этим и с зависимостью «амплитуда — частота вспышек» вспыхивает все реже. Новые звезды с особенно большой амплитудой и вспыхивающие, вероятно, всего реже, с промежутками в миллионы лет, являются уже голубыми карликами. Постепенное превращение новых звезд в невспыхивающие, устойчивые белые карлики трудно оспаривать.

Менее уверенным является первоначальное допущение того же автора, что в повторные новые превращаются, проходя стадию Вольфа — Райе, некоторые из горячих гигантов. Какие это гиганты, мы пока не знаем. Может быть, это участь чрезмерно массивных из них или тех, которые почему-либо бедны водородом. Звезды Вольфа — Райе, а по теории Бирмана и новые звезды, действительно бедны водородом. Правда, звезды Вольфа — Райе имеют галактическую концентрацию значительно большую, чем новые звезды, и в большинстве случаев являются двойными. Быть может, это побочная линия развития горячих и массивных сверхгигантов, таким путем также избавляющихся от избытка массы. Но среди абсорбционных звезд О уже обнаружены бедные водородом, например HD 160641. Эта звезда имеет необычную лучевую скорость  $+100$  км/сек, и поэтому у таких звезд можно ожидать меньшую галактическую концентрацию, чем у обычных звезд О, и близкую к концентрации новых звезд. В высоких галактических широтах обнаружено много горячих звезд, быть может родственных тем из звезд пониженной светимости, которые встречаются изредка в шаровых скоплениях, где иногда вспыхивают также и новые звезды.

Эволюция новых звезд заслуживает особого внимания, так как это пока единственный класс звезд, у которых эволюция происходит с быстрой потерей массы, притом с потерей, наблюдаемой непосредственно и известной количественно, тогда как существенная корпускулярная потеря массы другими звездами остается еще предположительной.

§ 71. Сверхновые звезды. Неудачное название сверхновых звезд было дано звездам, внезапно сильно вспыхивающим, блеск которых затем падает подобно блеску новых звезд, но в максимуме достигает значительно большей величины.

После наблюдения Тихо Браге сильной вспышки сверхновой (1572 г.) ни одной такой вспышки в нашей Галактике не наблюдалось. Задним числом к сверхновым звездам, вспыхивавшим в нашей Галактике, можно отнести звезды, вспыхивавшие в 1604 г. в Змееносце, в 1572 г. в Кассиопее, в 1054 г. в Тельце, и некоторые другие, как и последняя из названных, описанные только в летописях. Эти данные не дают надежных сведений о светимости сверхновых и тем более о ее дисперсии. Телескопическая астрономия зарегистрировала, однако, несколько десятков сверхновых в других галактиках. По этим данным средняя абсолютная величина их в старой шкале расстояний оказывалась около  $-14^m$ , но отдельные значения колебались от  $-10^m$ .

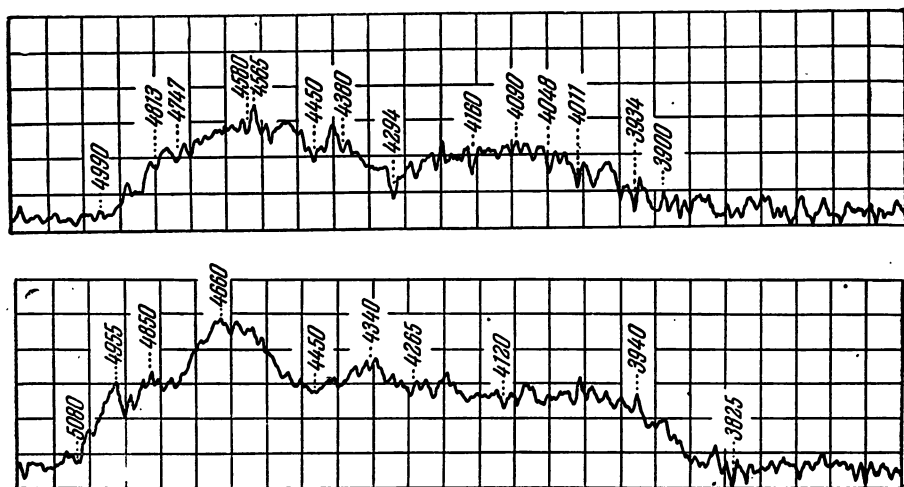


Рис. 117.

до  $-18^m$ . Насколько эта дисперсия реальна и примыкают ли по светимости эти звезды к новым звездам, для абсолютной величины которых верхним пределом оценок является  $-10^m$  или даже  $-11^m$ , с уверенностью судить трудно. Причиной этого является частая неуверенность в том, что наблюдениями охвачен истинный максимум блеска сверхновых, и большая неточность в принимаемых расстояниях до других галактик. Можно напомнить, что даже модуль расстояния галактики в Андромеде может иметь ошибку до  $1\frac{1}{2}^m$ . Оценки дисперсии светимостей галактических новых звезд также неуверенны.

Между тем кривые блеска новых звезд редко похожи на плавные и медленные кривые сверхновых звезд, а полное различие спектров тех и других говорит в пользу качественного их различия, хотя несомненно, что блеск ряда сверхновых менее чем в 100 раз отличался от блеска ярчайших новых в максимуме. Цвикки находит (1962 г.), что существует пять типов сверхновых звезд.

Амплитуда изменения блеска сверхновых звезд и их светимость до и после вспышки совершенно неизвестны, так как в других галактиках они в этих фазах невидимы, а в нашей Галактике дотелескопические сверхновые с уверенностью не отождествлены.

Различают два типа спектральных изменений сверхновых, из которых первый изучен гораздо лучше. Изучение их охватывает до 8 зв. величин изменения блеска. Вблизи максимума в непрерывном спектре сверхновых I типа никаких линий с уверенностью не видно и вообще линии поглощения не наблюдаются. Позднее появляются очень широкие полосы излучения, не отождествляемые с известными линиями спектра. На рис. 117 приводятся микрофотограммы спектра сверхновой I типа в NGC 1003 через 51 и 339 суток

после максимума. По ширине полос заключают, что они образованы газами, расширяющимися со скоростью около 6000 км/сек.

Ультрафиолетовый конец спектра слаб, затем его яркость ослабевает еще. В визуальной области спектра неотожествленные яркие полосы меняются в интенсивности и структуре. Через полгода после максимума появляются красные линии шириной 40 Å, отождествляемые с линиями [OI]. Они растут в интенсивности и остаются потом единственными деталями, видимыми в спектре.

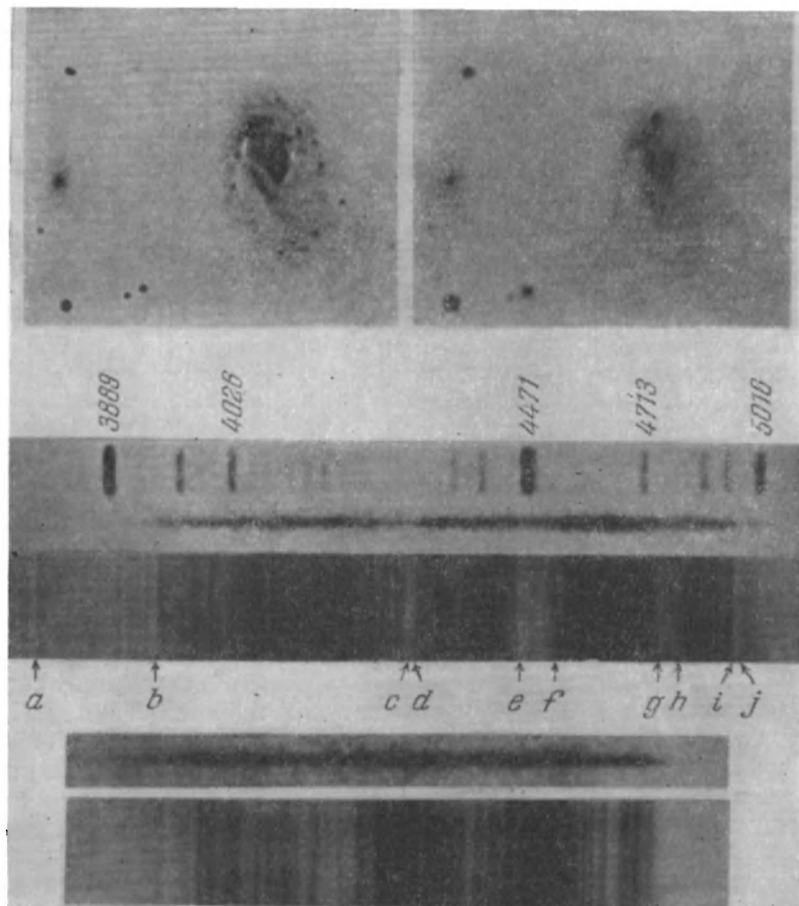


Рис. 118.

В фотографической области спектра структура и яркость полос излучения сохраняются, но центры их все время смещаются к красному концу спектра, достигая через год смещения в 150 Å.

Попытки объяснить спектры сверхновых I типа наложением друг на друга параболических профилей полос, типичных для обычных новых, но расширенных до  $\pm 6000$  км/сек, неубедительны. Спектры сверхновых II типа имеют яркий ультрафиолетовый конец, а линии поглощения и излучения в их спектре более или менее удовлетворительно отождествляются с линиями водорода, ионизованного азота и других элементов, наблюдаемых в спектрах новых звезд. (На рис. 118 приводятся оригинальные и расширенные спектрограммы сверхновой 1936 г. в NGC 4273 и сверхновой 1926 г.

в NGC 4303. Вверху показаны фотографии галактики NGC 4273; на правом снимке видна сверхновая.) Однако спектры сверхновых II типа явно отличаются от спектров обычных новых. Светимость сверхновых II типа в среднем на две звездные величины меньше, чем сверхновых I типа.

Бедность и разрозненность данных приводят к противоречивым выводам о частоте вспышек сверхновых. Наиболее вероятным, по-видимому, является следующее. Сверхновые I типа ближе к населению II типа по Бааде, а сверхновые II типа вспыхивают гораздо чаще и ближе к I типу населения по Бааде.

Последние (9 звезд) наблюдались только в галактиках типов Sb и Sc, а сверхновые I типа — в галактиках всех типов, но чаще в галактиках типов Sc и E, чем в галактиках других типов. В средней галактике одна сверхновая I типа появляется в среднем раз в 2000 лет, а в гигантских галактиках, как наша, — раз пять. Сверхновые II типа вспыхивают раз в 6 чаще, быть может, каждые 30 лет в гигантских галактиках. Однако несомненны огромные флуктуации в частоте. Так, в нашей Галактике за 500 лет три сверхновые I типа вспыхнули внутри 1% ее объема и никогда не наблюдались сверхновые II типа. С другой стороны, за несколько десятилетий в трех других галактиках наблюдалось не менее двух сверхновых.

Судьба сверхновых II типа совершенно неизвестна, а сверхновые I типа часто порождают особые, быстро расширяющиеся туманности, однако, в разных случаях весьма различной мощности.

Крбовидная туманность в Тельце имеет спектр, резко отличающийся от спектров планетарных и диффузных туманностей. Прежде всего, в ее непрерывном спектре заключено более 80% всей излучаемой энергии. Слабость водородных линий говорит о бедности туманности водородом. Яркие линии туманности расщеплены в области ее центральных частей и говорят о радиальном расширении туманности со скоростью около 1000 км/сек. На рис. 119 показан спектр Крбовидной туманности с расщеплением линий. Сравнение прямых фотографий, снятых через большой интервал времени, также обнаруживает несомненное расширение туманности. Если оно было равномерным, то оно началось (а с ним и существование туманности) около 900 лет тому назад. Место туманности на небе весьма близко к месту появления яркой новой звезды в 1054 г., как его описывают китайские и другие летописи.

Это сопоставление привело к несомненному выводу, что в 1054 г. в Тельце вспыхнула сверхновая звезда, на месте которой образовалась необычайная расширяющаяся туманность, и слабая звездочка 16<sup>m</sup> почти белого цвета, видимая в ее центре, может быть, является той самой звездой, которая вспыхнула несколько веков назад.

Фотографии, сделанные Бааде через светофильтры с узкой областью пропускания, показывают, что непрерывный спектр излучается обширной священной массой, имеющей аморфный вид (рис. 120). Газовый же спектр

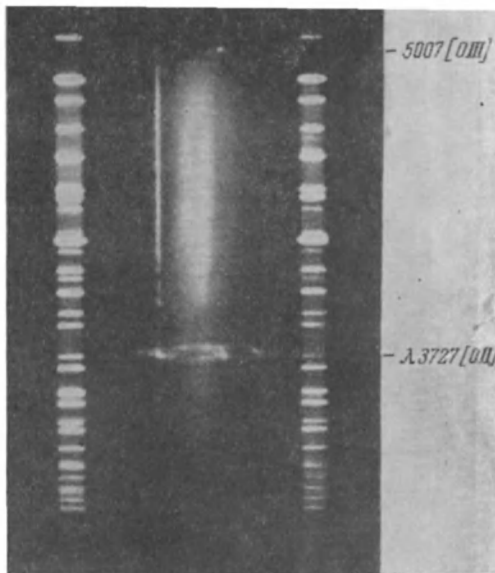


Рис. 119.

излучают тонкие волокна, которые, как прожилки, пронизывают аморфную туманность в картинной плоскости, а в пространстве расположены наподобие сети, натянутой на шар (рис. 121).

Туманность, а не звездочка в ее центре, является источником одного из наиболее мощных радиоизлучений, обнаруженных в Галактике. Свечение непрерывного спектра и радиоизлучение туманности создаются торможением релятивистских (крайне быстрых) электронов в магнитном поле сильно ионизованной туманности. Подтверждением этого объяснения явилось обнаружение у этой туманности В. А. Домбровским и М. А. Вашакидзе сильной поляризации света, предсказанной заранее. Центральная звездочка может быть



Рис. 120.

и не тождественна с бывшей сверхновой звездой. У нее есть желтая, тоже слабая соседка. Температура бывшей сверхновой не может быть ниже  $100\,000^\circ$ . В зависимости от принятого механизма свечения туманности ее массу оценивают различно. Вероятнее всего, эта масса составляет около  $0,1 M_\odot$ .

Необычность Крабовидной туманности побудила искать туманности, подобные ей, в областях, где вспыхивали другие сверхновые звезды, отождествить которые со звездами, ныне видимыми, с уверенностью не удавалось. Вблизи места, где была звезда 1572 г., Минковский нашел слабую туманность. Тут же обнаружили источник радиоизлучения, но в 10 раз более слабый, чем Крабовидная туманность. На месте звезды 1604 г. обнаружена очень маленькая и очень слабая туманность, несколько сходная с Крабовидной. Линии ее спектра примерно такие же, но не расщеплены, а непрерывный спектр слаб. На месте этой туманности также обнаружен заметный радиоисточник. Таким образом, сила радиоизлучения, яркость видимой туманности и время, прошедшее после вспышки сверхновой звезды, породившей подобные источники излучения, никак не связаны друг с другом и разнообразие в результатах вспышек сверхновых звезд очень велико.

Радиотуманность огромной мощности в Кассиопее («Кассиопея А»), по мнению И. С. Шкловского, образовалась в результате вспышки сверхновой 369 г., отмеченной в летописях. Обнаруженная здесь туманность с радиусом  $2',5$  расширяется и имеет беспорядочные скорости около  $1500 \text{ км/сек}$ , что пополняет факты, устанавливающие образование необычных расширяющихся и радиоизлучающих туманностей на месте вспышек сверхновых звезд, хотя излучение их бывает очень различно.

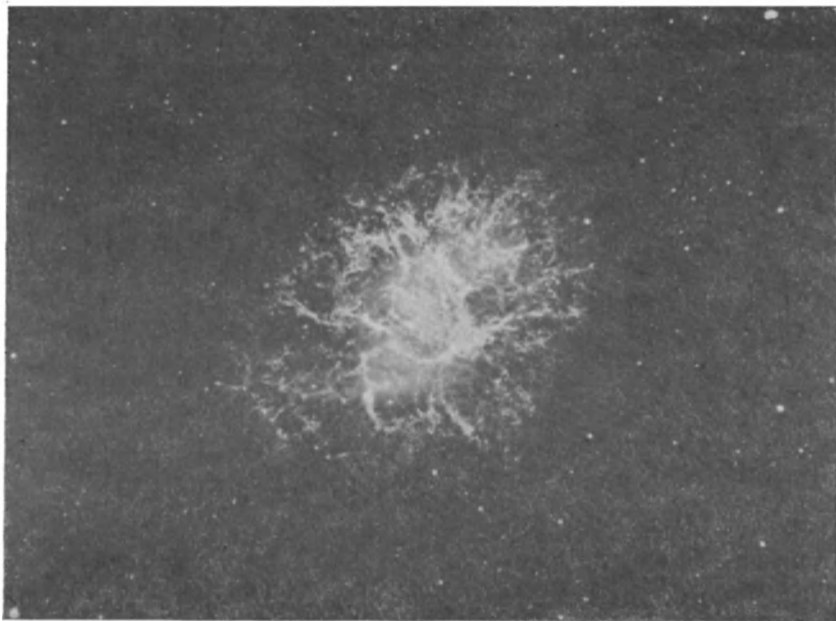


Рис. 121.

Ввиду малой изученности явления вспышек гипотезы и теории сверхновых звезд (например, гипотеза о превращении обычных звезд в спавшиеся нейтронные звезды) еще не имеют под собой сколько-нибудь достаточной почвы, и останавливаться на них мы не будем.

Однако из всех известных нам явлений природы, в которых крупные изменения происходят на наших глазах, т. е. в очень короткие космические сроки, вспышки сверхновых звезд представляют явления наиболее грандиозные и наиболее отличающиеся от того, что мы наблюдаем в лабораторных условиях.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XI

1. Payne-Gaposchkin C., The galactic novae, Amsterdam, 1957.
2. Secchini G., Gratton L., Le stelle nuove, Milano, 1941.
3. Воронцов-Вельяминов Б. А., Газовые туманности и новые звезды, Изд. АН СССР, 1948.
4. Observation des novae; Théories des novae. Supernovae, Paris, 1941.
5. Амбарцумян В. А. и др., Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952, гл. V.
6. Мустель Э. Р., статьи в «Астрономическом журнале», 1944—1947 гг.

## ЧАСТЬ ЧЕТВЕРТАЯ

# ДИФФУЗНАЯ МАТЕРИЯ

---

Диффузная материя в Галактике имеет общую массу, высший предел которой из динамических соображений оценивается величиной, равной суммарной массе звезд. В действительности масса диффузной материи, вероятно, на один-два порядка ниже (по радионаблюдениям 2% от общей массы), но и в этом случае она является важной составляющей Галактики.

Диффузная материя известна нам в двух основных формах: в форме мельчайшей рассеянной пыли и в форме газовых масс малой плотности. С другой стороны, обе формы существуют как в виде дискретных сгущений — туманностей, так и в виде непрерывной среды с сильно меняющейся плотностью. Существуют крайние направления: 1) считающие межзвездную среду совершенно непрерывной и 2) считающие ее целиком состоящей из множества дискретных, но небольших туманностей или облаков. В действительности основная масса диффузной материи представляет сплошную, но крайне неоднородную среду, с различными движениями в ней, со сгущениями самого разнообразного размера и плотности. Как ни разрежена диффузная материя в некоторых областях Галактики, она незаметно переходит в еще более разреженную диффузную материю, заполняющую межгалактическое пространство.

Все формы диффузной материи сильно концентрируются к плоскости Галактики.

Галактические туманности разделяются по своей физической природе на газовые и пылевые, а по виду — на светлые и темные. Пылевые туманности бывают светлыми и темными, и все они имеют неправильные размытые очертания, т. е. являются диффузными. Известны, однако, очень маленькие и довольно резко очерченные, хотя не всегда круглые, темные туманности, называемые глобулами. Газовые туманности, известные как светлые, наблюдаются как в диффузной форме, так и в форме очень маленьких, резко очерченных планетарных туманностей, в центре которых всегда находится слабая звезда — ядро туманности. Планетарные туманности имеют меньшую галактическую концентрацию, чем остальная диффузная материя, и подобно пылевым глобулам являются наиболее дискретными формами диффузной материи.

Кроме того, межзвездный газ наблюдается по производимым им линиям поглощения в спектрах далеких горячих звезд, а также методами радиоастрономии.

---

## ГЛАВА XII

### ГАЗОВЫЕ ТУМАННОСТИ

§ 72. Описание планетарных туманностей. Планетарных туманностей в настоящее время известно более 600, преимущественно благодаря открытиям Минковского, сделанным в 40-е годы XX в. Их концентрация к плоскости Галактики умеренна и такая же, как у новых звезд (рис. 122). Подобно

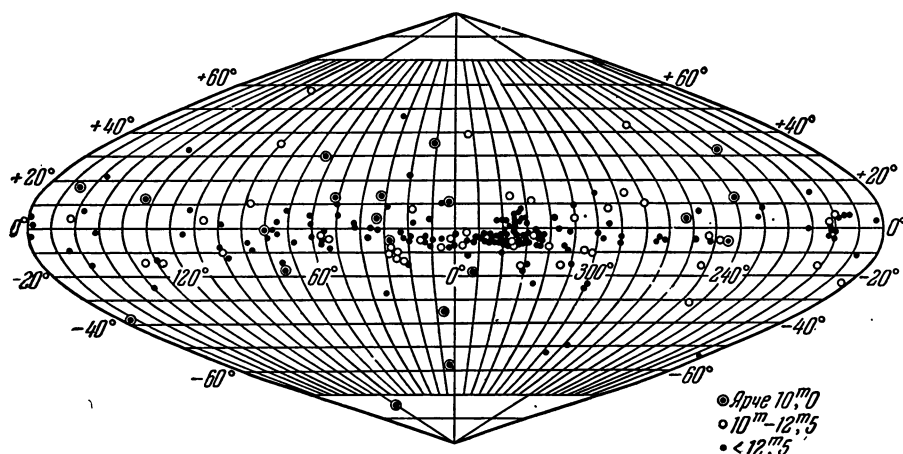


Рис. 122.

последним, планетарные туманности сильно концентрируются к центру Галактики и, по-видимому, входят даже в состав ее ядра. В шаровых звездных скоплениях известны одна новая звезда и одна планетарная туманность.

Интегральная фотографическая звездная величина известных планетарных туманностей заключена в пределах от  $6^m,5$  (NGC 7293 в Водолее) до  $18^m$  и слабее. Визуально они в среднем на  $1\frac{1}{2}$  зв. величины ярче, так как их цвет зеленоватый, а у некоторых красноватый из-за межзвездного поглощения. Видимые размеры планетарных туманностей не превышают  $15'$  (улиткообразная туманность в Водолее). Многие туманности имеют диаметры  $5-15''$  и меньше, так что известно множество планетарных туманностей без заметного диска. Такие планетарные туманности называются звездными. Они отличаются от звезд только по газовому спектру, содержащему, как правило, запрещенные зеленые линии [OIII].

Значения средней поверхностной яркости туманностей очень различны и не связаны ни с суммарной яркостью, ни с угловым диаметром туманностей.

Малость размеров планетарных туманностей позволяет изучать их структуру лишь при помощи мощных инструментов.



Результаты изучения планетарных туманностей позволяют разделить их по строению на несколько групп (рис. 123):

- I — звездные (*а*),
- II — правильно освещенные диски,
- IIa — с концентрацией света к центру (*б* — NGC 6572),
- IIb — равномерной яркости,
- III — диски неравномерной яркости,
- IIIa — с пятнистой структурой (*в* — NGC 1501),
- IIIb — с намеком на кольцевой эффект (*г* — NGC 6058),
- IV — кольцеобразные (*д* — NGC 7293, *е* — NGC 1535),
- V — типа, переходного к диффузным,
- VI — аномальные формы (*ж* — NGC 7009).

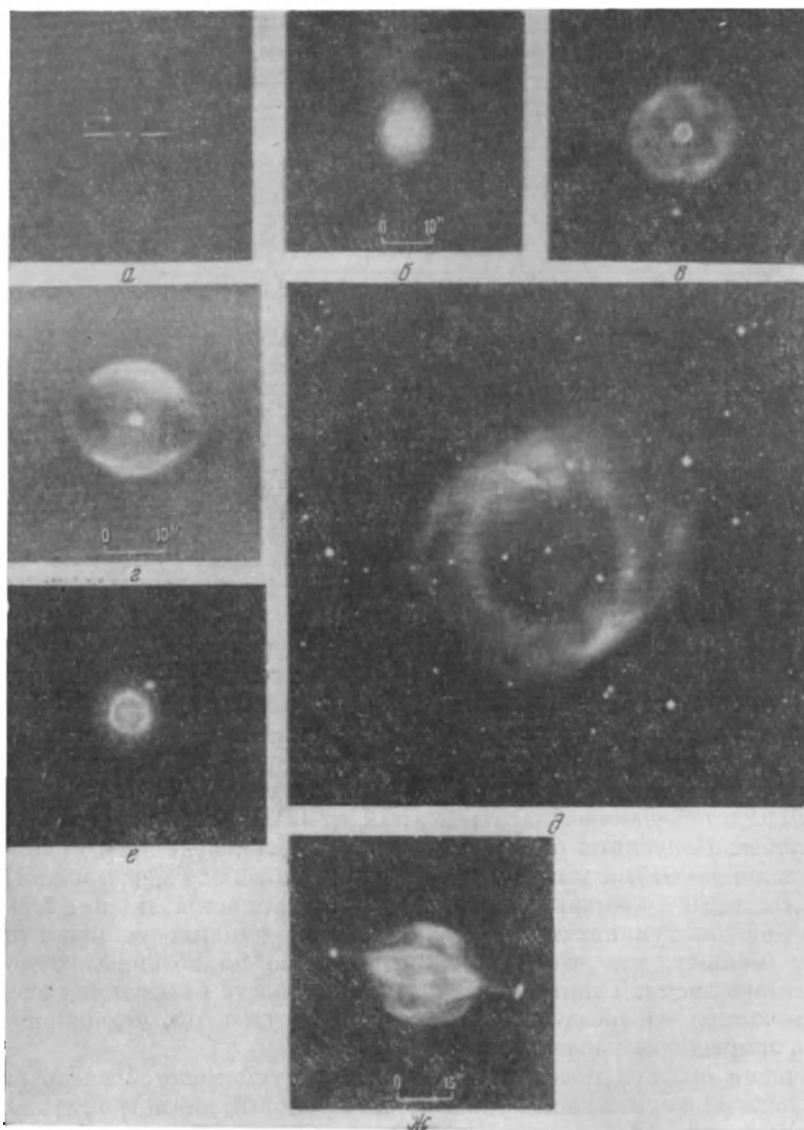


Рис. 123.

Необычные формы VI типа вполне реальны. Некоторые туманности состоят из двух оболочек — более яркой внутренней и менее яркой внешней. Часто яркое кольцо лежит на фоне слабого диска довольно равномерной яркости. Кольцеобразные туманности несколько эллиптически. Улиткообразная туманность представляется как два пересекающихся кольца одинакового диаметра.

В центре каждой планетарной туманности находится ядро-звезда, обычно очень слабая и иногда с трудом обнаруживаемая. Часто она слабее окружающей ее газовой оболочки.

Ядра планетарных туманностей оказываются самыми горячими звездами. Их спектры принадлежат к типу абсорбционных звезд класса O, к типу Вольфа — Райе (с яркими полосами) или же являются непрерывными, без всяких линий. В такой же последовательности возрастают и температуры ядер, которые не ниже  $30\,000^\circ$ . Центральное положение ядер не оставляет никаких сомнений в генетической связи их с туманностями.

§ 73. Спектры и свечение планетарных туманностей. Щелевые спектрограммы позволяют выявить много спектральных линий и определить луче-

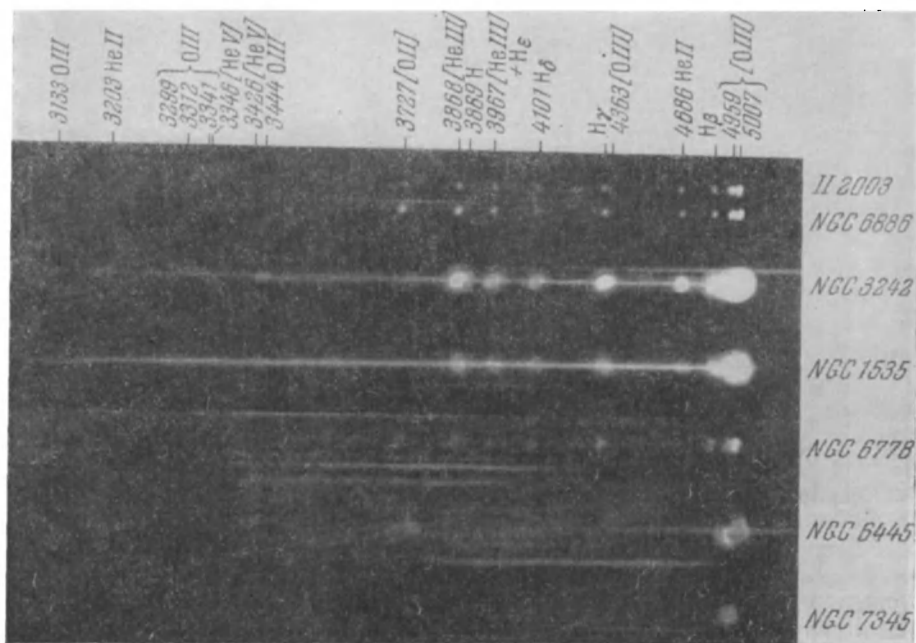


Рис. 124.

вые скорости туманностей. Спектрограммы, снятые бесщелевым спектрографом, позволяют изучить распределение различных излучений внутри туманности.

Спектры туманностей весьма разнообразны (рис. 124), что говорит о различных степенях ионизации и возбуждения в их оболочках. Встречаются спектры с преобладанием линий водорода, как и в диффузных туманностях. Однако в большинстве из них преобладают по интенсивности всегда присутствующие зеленые линии [OIII], ранее приписывавшиеся «небулию», но являющиеся запрещенными линиями дважды ионизованного кислорода. В общей сложности число запрещенных линий в спектре часто превышает наблюдаемое число разрешенных линий. Непрерывный спектр бывает невидим

или слаб и чаще наблюдается лишь за пределом серии Бальмера, т. е. вызывается захватом электронов протонами с падением их сразу на второй уровень. Характерно наличие в спектрах туманностей линий одного и того же химического элемента, представленного в разных стадиях ионизации одновременно, например: [OI], [OII] и [OIII], что в звездах при условии термодинамического равновесия невозможно.

В спектрах туманностей в совокупности установлено уже наличие следующих химических элементов: H, He, C, N, O, S, Ne, F, Cl, A, Fe.

Относительные интенсивности линий бывают крайне различными.

Распределение излучений в туманностях обнаруживает стратификацию. В общем, чем выше потенциал ионизации данного атома или иона, тем меньше

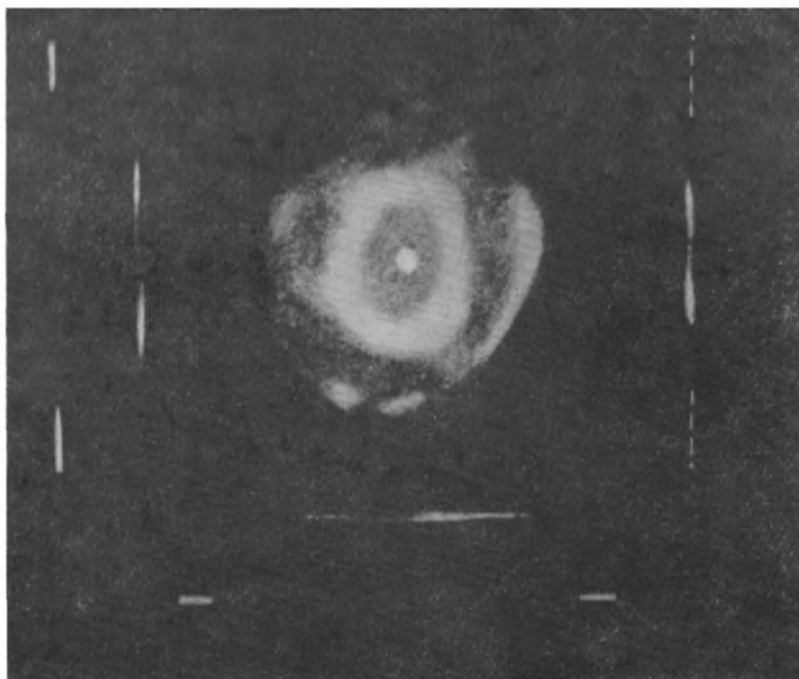


Рис. 125.

его свечение распространяется от центра наружу, хотя при этом имеет значение и структура туманности, что недостаточно учитывалось. Однако запрещенные линии атомов, имеющих высокий потенциал ионизации, но низкий потенциал возбуждения, испускаются примерно в тех же областях, что и водород, так как для них возбуждение производится столкновениями со свободными электронами, поставляемыми в основном водородом, который почти полностью ионизован.

Линии туманностей узки, и, следовательно, микротурбуленция в туманностях невелика, хотя электронная температура составляет около  $10\,000^\circ$ . Макротурбулентные движения достигают иногда нескольких километров в секунду.

Линии спектра во многих туманностях при установке щели спектрографа по диаметру туманности обнаруживают расщепление, растущее к видимому центру туманности (рис. 125). Единственное правильное толкование этого расщепления принадлежит Занстра: он объясняет его радиальным расширением туманностей со скоростями от нескольких километров в секунду до

40 км/сек. Оно превышает параболическую скорость на расстоянии туманности от ядра, и туманности будут расширяться с этой скоростью до полного рассеяния, если этому не воспрепятствует сопротивление окружающей среды или сложные эффекты светового давления. Роль сопротивления среды совершенно неизвестна, как и роль светового давления, теория которого ввиду стратификации элементов, некоторого различия в их скоростях и возможного наличия градиента скорости крайне сложна для реальных туманностей, состоящих из смеси газов.

При расширении туманности к наблюдателю доходит свет и от задней, удаляющейся от нас полусферы туманности ввиду полной прозрачности туманности, особенно в длинах волн запрещенных линий. Поэтому-то линии спектра не только искривлены, но и расщеплены.

Возраст планетарных туманностей, если считать скорость их расширения постоянной, измеряется часто немногими тысячами лет; измерения угловой скорости расширения по прямым фотографиям в некоторых случаях как будто подтверждают это.

Интенсивности линий в спектрах туманностей, в частности декремент серии Бальмера, интенсивность и распределение энергии за пределом этой серии в непрерывном спектре хорошо объясняются теорией свечения газовых туманностей, изложенной в гл. XVI. Анализ этих спектральных данных позволяет установить следующие величины: массу оболочки и ее количественный химический состав, ее электронную температуру и температуру ядра, плотность оболочки, характер различных процессов в ней.

Отметим, что теория свечения диффузных газовых туманностей и обширных оболочек, окружающих некоторые звезды, заимствует свои выводы из теории свечения планетарных туманностей, разработанной наиболее полно Мензелом, Аллером, Занстра, В. А. Амбарцумяном и В. В. Соболевым. Причина этого состоит отчасти в том, что в планетарных туманностях многие физические процессы происходят в наиболее чистом виде, не осложненные другими факторами; возбуждающая свечение туманности звезда находится симметрично внутри туманности, и сама туманность достаточно симметрична в пространстве. Спектры их также доступнее для изучения.

Не входя в подробности, ограничимся указанием, что источником свечения туманности является ее горячее ядро. Оболочка более или менее полностью поглощает все его ультрафиолетовое излучение, которым оно богато вследствие очень высокой температуры. Каждый ультрафиолетовый квант излучения ядра излучается в одной из наблюдаемых разрешенных линий субординатных спектральных серий таких элементов, как водород и гелий. При этом свечение происходит вследствие процессов фотоэлектрической ионизации атомов и их последующей рекомбинации со свободными электронами, каскадно падающими на нижний уровень.

Запрещенные линии излучаются другим механизмом. Достаточно быстрые свободные электроны при столкновениях возбуждают некоторые атомы до состояний, близких к нормальному и требующих мало энергии для возбуждения. Условиями яркого свечения туманности именно в этих линиях являются крайне малая плотность и большое удаление газа от звезды (разжиженность падающего излучения).

Теория указывает на возможность возбуждения некоторых линий особыми механизмами случайного происхождения (механизм Боуэна), но, все ли они существуют реально, не вполне ясно. Водород в туманностях в 10 раз обильнее, чем гелий, и в тысячи раз обильнее, чем С, N и O. Содержание атомов остальных элементов сравнительно ничтожно.

В спектре туманности NGC 4997 за 40 лет обнаружилось уменьшение интенсивности линий 4363 Å [OIII] в 2,6 раза. Это объясняется, вероятно, падением электронной температуры вследствие охлаждения ядра.

Для оболочки типичной планетарной туманности средняя масса оценивается в  $0,01—0,1$  массы Солнца, а плотность в  $10^{-21}—10^{-20}$  г/см<sup>3</sup>. Длина свободного пробега в ней составляет десятки доли астрономической единицы, а промежуток времени между соударениями — минуты. Такие условия в земной лаборатории пока далеко еще не осуществимы. Изучение процессов в туманностях на основе их спектров дало для физики атома больше, чем теоретическое изучение белых карликов с их огромными плотностями, также не воспроизводимыми в лабораториях.

§ 74. Расстояния, размеры, светимости и пространственная структура планетарных туманностей. Расстояния индивидуальных туманностей определялись обычно методами, родственными тому, который предложил Б. А. Воронцов-Вельяминов. Он пришел к выводу о малости дисперсии абсолютных интегральных звездных величин туманностей. Среднюю абсолютную интегральную звездную величину определяют статистическими методами, например используя зависимость лучевой скорости от расстояния при участии объектов в галактическом вращении. Примерно одинаковая светимость расширяющихся туманностей означала бы, что они являются оптически толстыми и их водород полностью поглощает ультрафиолетовую ионизирующую энергию ядра. Это соображение, однако, не учитывает сильного свечения в запрещенных линиях и роль температуры ядра. По-видимому, светимость туманности несколько зависит от температуры ее ядра, с ростом которой растет  $\delta$  — разность звездных величин ядра и туманности в целом. Видимые угловые диаметры туманностей ввиду их расширения и разного возраста туманностей признавались плохим указанием на их расстояния.

По данным Воронцова-Вельяминова (1951) для туманностей

$$M_{\text{п}} = 0^{\text{m}},04 - 0,22\delta$$

и в среднем  $M_{\text{п}} = -0^{\text{m}},5$ .

Расстояния получают сравнением  $M_{\text{п}}$  с  $m_{\text{п}}$ , т. е. абсолютной звездной величины с видимой, учитывая при этом межзвездное поглощение света, известное, к сожалению, очень плохо для больших расстояний, на которых находятся многие из известных планетарных туманностей.

Пространственное распределение известных туманностей представлено на рис. 122. Ближайшей из них является улиткообразная туманность в Водолее NGC 7293, отстоящая на 290 пс; ее размеры  $210 \times 260$  тыс. а. е. Наименьшие туманности с заметным диском имеют диаметр 2—3 тыс. а. е., но некоторые звездные туманности, вероятно, намного меньше. Среди туманностей с хорошо видимым диском в среднем меньше всего туманности II типа ( $13 \cdot 10^3$  а. е.), а туманности типов III—V в среднем больше ( $67 \cdot 10^3$  а. е.). Существуют типичные планетарные туманности с диаметром более 1 пс.

И. С. Шкловский, исходя из модели расширяющейся туманности, светящейся только в линиях водорода, полагает, что туманности скоро становятся оптически тонкими, не поглощают всю ультрафиолетовую энергию ядра и яркость их быстро падает. Поэтому он предлагает расстояния до оптически тонких туманностей определять по их угловым размерам, считая их массы и линейные размеры почти одинаковыми и вводя поправку за поверхностную яркость. В настоящее время нельзя сказать, каков наилучший метод определения расстояний. К тому же нельзя еще уверенно различать оптически тонкие и оптически толстые туманности. Так, например, к первым некоторые относили кольцеобразные и двухоболочные туманности. Такой является, в частности, туманность в Лире. Однако как раз для нее Вурм впервые получил согласные значения температуры ядра, используя разные линии в спектре туманности. Такое согласие требует большой оптической толщины. Есть также указания, что массы оболочек туманностей имеют значительную дисперсию.

Хотя методы определения расстояний до индивидуальных планетарных туманностей снова стали дискуссионными, порядок приведенных выше значений их средних светимостей, масс, плотностей и др. остается в силе.

Ввиду полной прозрачности туманностей, особенно в запрещенных линиях, возможно исследование их пространственной структуры исходя из видимого распределения яркости по их диску в тех случаях, когда последнее симметрично. Однако ввиду стратификации излучений в туманностях

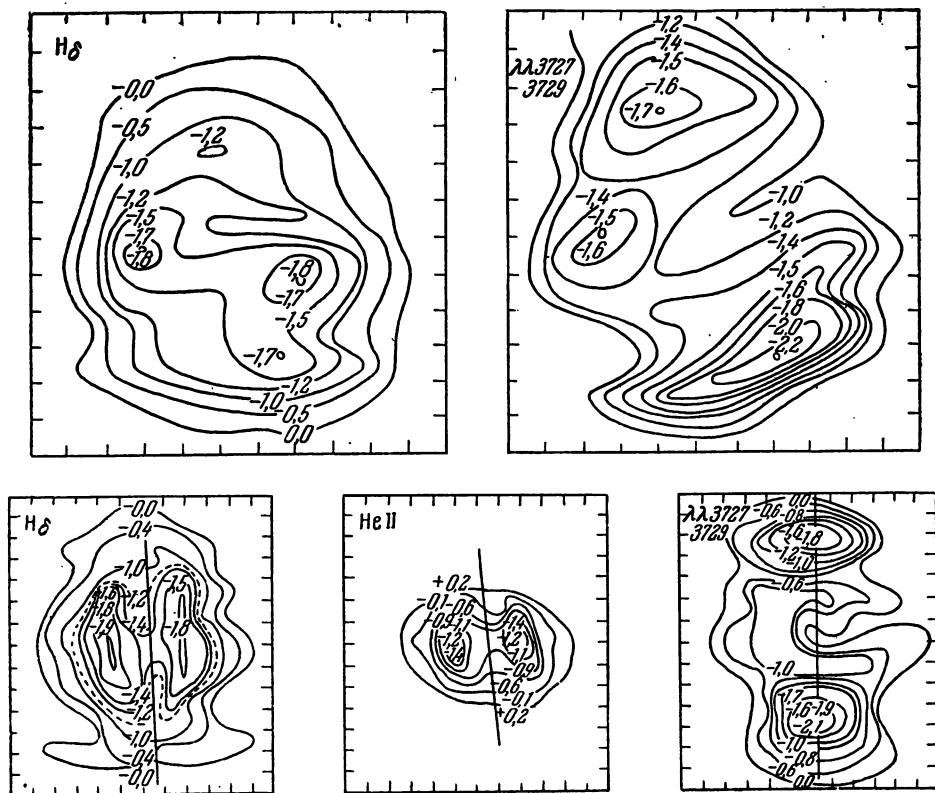


Рис. 126.

(см. рис. 126, на котором показаны изофоты в монохроматических изображениях планетарных туманностей: NGC 6543 вверху и NGC 7009 внизу) правильнее исследовать их монохроматические изображения, полученные бесщелевым спектрографом. Такое исследование было выполнено Б. А. Воронцовым-Вельяминовым. Оказалось, что в туманности NGC 6572 пространственная плотность, создаваемая практически протонами, растет от  $10^{-21}$  г/см<sup>3</sup> на периферии туманности до  $2,5 \cdot 10^{-20}$  г/см<sup>3</sup> на расстоянии 0,1 ее радиуса от ядра. Радиус туманности принимался равным  $5,5 \cdot 10^3$  а. е. Туманность расширяется со скоростью 2,5 км/сек, и, таким образом, ее масса, по-видимому, все время пополняется веществом, выбрасываемым звездой. Это не оставляет никаких сомнений в том, что данная туманность, а следовательно, и остальные возникли за счет выделения газа их ядрами. Ядро этой туманности имеет спектр типа Вольфа — Райе, т. е. эта звезда должна быть объектом, непрерывно выбрасывающим газ со своей поверхности, и притом со значительной скоростью. Очевидно, выброшенные звездой газы быстро тормозятся в оболочке вследствие плохо известных нам эффектов. Возможно, что

здесь действуют электромагнитные силы, роль которых в газовых туманностях предполагают все более значительной.

Кольцеобразная туманность в Лире имеет ядро с чисто непрерывным спектром, и пространство между ним и внутренней частью сферической оболочки относительно разрежено. В оболочке плотность нарастает с удалением от ядра и затем снова убывает почти до нуля на видимой периферии. Существование внешней слабой оболочки почти равномерной яркости говорит о существовании газа и вокруг яркой кольцеобразной оболочки, в которой общая плотность уменьшается в экваториальной области. Однако оптическая излучающая толща туманности по всем радиусам оказывается постоянной.

Фотометрия туманностей с неравномерным распределением яркости не может дать однозначного вывода об их пространственной структуре. Многие туманности имеют очень замысловатый вид, например петлеобразные придатки, раздвоенные яркие пятна в центре, и их пространственное строение загадочно. Изучение видимых форм туманностей, выполненное Кертисом в начале века, расширено в 50-е годы исследованиями Минковского, подробно изучившего стратификацию излучений. Г. А. Гурзадян некоторые особенности распределения яркости в туманностях объясняет наличием в них значительного магнитного поля, влияющего на движение и плотность газа. Магнитные явления, вероятно, только и могут обусловить замысловатые придатки и петли, наблюдаемые у них.

§ 75. Природа ядер. Температура ядер определяется по методу Занстра в том или другом его видоизменении (см. гл. XVI). Определение основывается так или иначе на соотношении яркостей туманности в тех или других линиях спектра. Последние излучаются за счет далекой ультрафиолетовой энергии ядра. Таким образом, температура ядра получается из величины, аналогичной показателю цвета, причем сравниваются энергии в видимом спектре ядра и в его далеком ультрафиолете, лежащем за пределом главной серии данного атома. Это позволяет определять температуру, исходя из интенсивности линий различных атомов и ионов. При выводе предполагается, что ядро излучает, как черное тело, и что туманность полностью поглощает его энергию за пределом главной серии данного атома.

Существуют сомнения в выполнении обоих условий. Так, например, энергия в некотором участке спектра поглощается при ионизации разных атомов и на долю каждого из них не может приходиться полное ее поглощение. Ядра могут быть не черными телами. Показатель цвета черного тела при бесконечно высокой температуре имеет предельное значение  $-0^m,54$ . У некоторых же ядер показатель цвета меньше этой величины. У ядер туманности Лиры он составляет  $-1^m,5$  или даже  $-2^m,0$ . Однако вопрос сложен, так как на спектр ядра накладывается существующий иногда непрерывный спектр туманности и ее излучение за пределами серии Бальмера, ведущее к уменьшению показателя цвета. Может быть, этим и обусловлен необычный показатель цвета туманности в Лире; спектрофотометрическое же изучение ядер затруднено ввиду их слабого блеска. У некоторых ядер в пределах наблюдаемой области спектра по Берману распределение энергии оказалось планковским и примерно соответствующим температуре ядра, выведенной методом Занстра. Однако это были случаи сравнительно низкой температуры, порядка  $30\,000^\circ$ . Для ядер же с более высокой в общем температурой по разрешенным линиям туманности (как и для звезд Вольфа — Райе) вычисленная температура растет с ростом потенциала ионизации взятого атома. Температуры, оцененные по интенсивности запрещенных линий OIII, имеют значения, более близкие к низшему пределу, а оцененные по методу В. А. Амбарцумяна из отношения  $4688\text{ HeII}:\text{H}\beta$  — наивысшие. Например, для ядра NGC 7027 этот метод дает  $165\,000^\circ$ , а по другим методам получаются меньшие значения — до  $43\,000^\circ$ . Помимо указанных выше двух факторов, теорети-

чески на интенсивности линий влияет и многое другое. Однако не было еще попыток подвести баланс всем этим влияниям и выяснить, какие же из находимых температур ближе к истине. Поэтому числовые данные для температур ядер, часто цитируемые и используемые, в действительности являются произвольно принятыми и их значение не следует переоценивать.

Можно сказать с полной уверенностью лишь следующее. Самыми холодными являются ядра с абсорбционными спектрами класса О. Им соответствует температура 25 000—30 000°. Температура ядер со спектром Вольфа — Райе выше — такая же, как у обычных звезд этого класса. Наиболее горячими являются ядра с непрерывным спектром. Наивысшая оцененная температура у ядра NGC 6445 составляет 170 000°.

С ростом температуры ядра растет разность видимого излучения его и туманности в целом. Так, удалось доказать, что в туманностях, где ядра не были обнаружены, они все же должны быть, а не видны только ввиду их малого видимого блеска, в особенности на фоне туманности с большой поверхностной яркостью.

Описанные выше определения расстояний индивидуальных туманностей позволили определить и абсолютные величины ядер. Для последних характерно следующее.

Фотографические светимости ядер не только значительно ниже, чем у обычных звезд О и Вольфа — Райе, но и имеют большую дисперсию — примерно от  $0^m$  до  $+7^m$ , т. е. они являются промежуточными белыми, вернее сказать, голубыми карликами. Чем они горячее, тем меньше их светимость. Болометрические светимости их имеют меньшую дисперсию.

Массы их неизвестны, но статистический метод приводит к массам порядка двух масс Солнца. (Кривая «масса — светимость» дала бы для них значение массы около 5.) Так как болометрическая светимость всех ядер почти одинакова, то при этих условиях можно сделать следующие выводы.

Ядра планетарных туманностей, являясь звеном бело-голубой последовательности на диаграмме спектр — светимость, заключены между обычными звездами Вольфа — Райе и голубыми карликами, принадлежат к самым горячим звездам и имеют плотности, промежуточные между плотностями звезд Вольфа — Райе и белых карликов. Дисперсия их физических характеристик значительна.

Попытки обнаружить красное смещение Эйнштейна в спектрах ядер определенного результата не дали. В одном случае получено значение  $+54$  км/сек, однако для других, по-видимому, сходных ядер этот эффект отсутствует. Неизвестно также, на каком расстоянии от центра звезды возникают в ее спектре измеряемые линии.

Свингс и О. Струве находят, что спектры ядер отличаются от спектров обычных звезд Вольфа — Райе и в тех случаях, когда они на первый взгляд сходны.

Это различие они видят в том, что у немногих изученных ядер яркие полосы спектра оказались уже, чем у обычных звезд, и полосы углерода в спектрах, содержащих азот, сильнее, чем у обычных звезд азотной серии, где углерод все же присутствует. Эти различия не очень существенны и, может быть, даже являются случайными.

В заключение можно еще раз сказать, что оболочки туманностей не только генетически связаны со своими ядрами, но почти несомненно и порождены последними, хотя механизм этого процесса еще не ясен. И. С. Шкловский предполагает, что их образует рассеяние атмосфер каких-либо гигантских холодных звезд, например переменных звезд типа RV Тау.

§ 76. Светящиеся газовые туманности и водородные поля. Сначала были известны только дискретные яркие газовые туманности диффузной формы, как, например, туманность Ориона. Спектры некоторых из них имеют кроме



ярких линий заметный непрерывный спектр (рис. 127), который частично может иметь ту же не вполне выясненную природу, как в планетарных туманностях, частично же может быть спектром света, рассеянного примешанной к туманности пылью. Иногда непрерывный спектр очень силен, а линии газа слабы и свидетельствуют о низкой ионизации и возбужденности этого газа.

Изобретение в Йеркской обсерватории небулярного спектрографа привело к открытию новых объектов. Небулярный спектрограф позволяет уменьшить потери света при фотографировании спектров протяженных и крайне слабо светящихся объектов, сохраняя преимущества целевого спектрографа, не используемые, однако, практически в полной мере. Идея его состоит в том, что призмальная фотокамера с максимальной светосилой имеет перед собой вместо коллиматора только длинную и широкую щель,



Рис. 127.

поставленную, однако, на очень большом расстоянии (близком к «бесконечности» для данной камеры). Сейчас вместо щели употребляют узкое, вращающееся вместе с камерой вслед за небесным сводом зеркало, а лучи туманности, отраженные от него, падают на плоское неподвижное зеркало, установленное вверху на скале в 20—40 м от камеры и наклоненное так, что нормаль к нему направлена к южному полюсу мира. После отражения от этого зеркала лучи попадают в призмную камеру.

При фотографировании небулярным спектрографом были найдены новые слабо светящиеся туманности и обширные области на небе, обнаруживающие слабое свечение в лучах водорода и других линий, свойственных газовым туманностям. Так как эти области обширны (иногда они занимают довольно большую площадь, и в их спектре ярче всего линии серии Бальмера), их не совсем правильно называли водородными полями. Различие между слабой туманностью и водородным полем четко не установлено.

За последнее время водородные поля обнаруживаются легче путем прямого фотографирования светосильными камерами через красный светофильтр, пропускающий линию водорода  $H_{\alpha}$ , но почти не пропускающий соседний непрерывный спектр и красные линии полярных сияний. При таких условиях возможно длительное фотографирование без вуалирования пластинки. Этим способом в Крымской астрофизической обсерватории Г. А. Шайн и В. Ф. Газе, а позднее и другие наблюдатели открыли множество деталей в известных ранее туманностях, а также новые туманности и водородные поля.

На вопрос, сколько же сейчас известно газовых туманностей, ответить невозможно, так как нумерация их совершенно запутана. Одна и та же туманность имеет зачастую свыше десятка номеров, отмечающих лишь отдельные детали в ней. Некоторые туманности видны на фоне обширных водородных полей, в которых есть отдельные сгущения и детали, обозначаемые номерами, независимыми от номера, которым обозначено все поле. Число номеров в каталоге Цедерבלада и в списках Крымской обсерватории и других обсерваторий составляет около тысячи.

Ввиду сказанного всякие статистические исследования диффузных газовых туманностей, распределение числа их по разным признакам и др. не имеют под собой твердой почвы, если не ограничиться изолированными, яркими туманностями, тщательно определяя их границы независимо от нумерации каталогов.

По более ярким туманностям, открытым ранее, Хабл в 1921 г. установил, что внутри газовых туманностей или по соседству с ними, как правило, находится звезда, которая в подавляющем большинстве случаев относится к классам O или B0. Таким образом, свечение газовых диффузных туманностей вызывается, очевидно, этими, т. е. наиболее горячими, звездами. Интересно, однако, что самые горячие звезды Вольфа — Райе редко бывают связаны с газовыми туманностями. Когда звезды, связанные с туманностями, относятся к более поздним подклассам B, то это, вероятно, есть результат неточности их классификации. Туманности иногда, по-видимому, реально связаны со звездами B1, и в таких случаях спектр туманности показывает низкое возбуждение и ионизацию, а иногда туманность имеет непрерывный спектр, говорящий в пользу присутствия в туманности примеси пыли, рассеивающей свет звезд.

В отдельных случаях небольшие туманности явно связаны со звездами поздних классов, всегда имеющими в спектре яркие линии высокого возбуждения. В этих случаях свечение туманностей вызывается, по-видимому, невидимыми горячими спутниками холодных звезд или спутниками, относящимися к разряду новоподобных звезд. Примером такой туманности является туманность вокруг красной переменной звезды R Aqr.

Проверкой правильности вывода о том, что источником свечения газовых диффузных туманностей, как и в случае планетарных туманностей, оказываются горячие звезды, явилось сравнение блеска этих звезд с размерами связанных с ними туманностей в условиях одинаковой экспозиции.

Если предположить, что видимый свет звезды, имеющей звездную величину  $m$ , в туманности не поглощается и что яркость свечения в какой-либо точке туманности обратно пропорциональна квадрату расстояния этой точки от звезды, то расстояние  $a_1$ , до которого может быть прослежена туманность при данной экспозиции, теоретически определится формулой

$$m + 5 \lg a_1 = \text{const.}$$

Наблюдения этой формуле удовлетворяют хорошо; следовательно, действительно туманность светится под воздействием звезды.

Позднее было установлено, что излучение туманностью разрешенных линий спектра обусловлено фотоионизацией атомов с их последующей рекомбинацией. Интенсивность свечения в линиях водорода должна расти с температурой возбуждающей звезды, так как с температурой растет число квантов ультрафиолетового излучения звезды, ионизирующего водород. Установив это, Занстра определил по яркости туманностей температуры возбуждающих звезд и получил результат, совпадающий с тем, что известно о температурах звезд B0 и O.

Известно, однако, несколько туманностей, в частности волокнистых, для которых возбуждающие звезды найти никак не удалось. Возможно, что их свечение обусловлено столкновениями на большой скорости газового облака с другим газовым или пылевым облаком, которое вдоль области соприкосновения вызывает сжатие, ударную волну и подъем температуры (гипотеза Оорта). Допускают и то, что свечение вызывается иногда электромагнитными явлениями.

С водородными полями дело обстоит сложнее, чем с дискретными туманностями. Например, обширную круглую и слабую туманность, окружающую  $\lambda$  Ori, считают водородным полем с диаметром 70 пс. Диаметры

от 30 до 70  $pc$  приписывают всем водородным полям в отличие от дискретных, ярких туманностей с диаметрами в несколько парсек и редко большими. И те и другие называют также областями HII в отличие от несветящихся областей HI нейтрального водорода.

Однако водородные поля в Цефее, Кассиопее, Лебеде и Стрельце столь обширны, что установить возбуждающие их звезды невозможно, поэтому невозможно локализовать их в пространстве и установить их размеры.

Неясен и даже не возбуждался вопрос, почему целые звездные скопления горячих звезд, например в Орионе и Стрельце, освещают туманности значительно меньших размеров, чем одна лишь  $\lambda$  Ori, и почему свечение окружающей эту звезду туманности слабо и почти равномерно по всей ее поверхности. Это, вероятнее, не стусок газа, а плоский газовый слой.

Все газовые туманности и водородные поля резко концентрируются к плоскости галактического экватора, где расположены и возбуждающие их свечение горячие звезды. Кроме того, эти звезды в других галактиках распределяются вдоль спиральных ветвей, и поэтому там в них можно ожидать найти и газовые туманности.

Действительно в M33 в Треугольнике обнаружено несколько десятков газовых туманностей, а в M31 в Андромеде Бааде открыл их более трехсот. Вначале более яркие из них обнаруживались по спектрам, полученным целевыми спектрографами, а затем и объективной призмой. Потом их стали выявлять на прямых фотографиях через светофильтр, пропускающий узкую область около  $H_{\alpha}$ . Линия  $H_{\alpha}$  является наиболее сильно действующей на панхроматические фотопластинки линией спектра диффузных туманностей.

В названных спиральных галактиках обнаруженные туманности или водородные поля располагаются вдоль спиральных рукавов, иногда очень далеко от ядра туманностей, и, в частности, их лучевые скорости позволяют установить закон вращения этих галактик на больших расстояниях от ядра.

Несколько десятков газовых объектов найдено в Магеллановых Облаках; из них туманность 30 Dor является рекордной по яркости. На Крымской обсерватории ряд туманностей был найден и изучен в некоторых других ближайших галактиках неправильного типа.

В более далеких галактиках присутствие излучающего газа удается обнаружить лишь по их суммарному спектру. В этом случае присутствие газа выдает наличие линии  $\lambda$  3727 [OII], очень яркой в туманностях низкого возбуждения и накладывающейся удачно на слабый ультрафиолетовый конец непрерывного спектра галактик. Несколько труднее выделяется в их спектрах яркая линия  $H_{\alpha}$ , и не всегда эти линии присутствуют одновременно. Это указывает на различия в преобладающем типе излучения газа в разных галактиках.

Еще существеннее то, что яркие линии наблюдаются в спектрах 80% спиралей более поздних типов Sc, Sb и особенно в неправильных галактиках, т. е. таких, в которых имеется много горячих звезд и космической пыли. Яркие линии встречаются в меньшем количестве у спиралей ранних типов, а в эллиптических галактиках (E) они встречаются в 20% случаев.

Ввиду того что диффузные туманности связаны, в общем, с более холодными звездами, чем планетарные, их спектры обнаруживают меньшую степень ионизации и возбуждения. Как правило, здесь зеленые линии «небулия» [OIII] слабее, чем  $H_{\beta}$ , в противоположность большинству планетарных туманностей. Вместо линий [OIII] сильны линии [OII]. В «водородных полях» возбуждение и ионизация еще ниже. Там главенствуют линии водорода, но наблюдаются также линии [OII] и сильны бывают линии [OI], характерные для спектра земных полярных сияний.

Изучение спектров диффузного газового вещества может дать ценные сведения о его физическом состоянии. Например, в туманностях, светящихся

вследствие соударений друг с другом, ожидается, что запрещенные линии будут гораздо ярче, чем в туманностях, светящихся в процессе флуоресценции под действием ультрафиолетового излучения звезд.

Спектры диффузных туманностей и полей в нашей Галактике недостаточно изучены, несмотря на изобретение небулярных спектрографов. Изучены только туманность Ориона, волокнистая туманность в Лебеде и туманность Северная Америка. Даже лучевые скорости известны только для десятка туманностей.

Лишь в яркой туманности Ориона измерены лучевые скорости различных ее участков, обнаружившие различия местного полусистематического характера, достигающие  $12 \text{ км/сек}$ . Интерпретация этих различий трудна, так как наблюдаемая лучевая скорость есть средняя для всего столба газа, лежащего на луче зрения. Эти различия скоростей разными исследователями толкуются то как вращение, то как расширение или как макротурбуленция в туманности. Турбулентные движения меньшего масштаба обнаруживаются по более мелким различиям лучевых скоростей и по ширине линий, увеличенной доплеровским эффектом. В этом отношении были интересны интерферометрические наблюдения туманности в монохроматическом свете.

Существование крупных турбулентных движений в туманностях видно по наличию в них завихрений, волокон, жилок и других деталей, говорящих о турбулентных течениях.

Представления о турбулентции связаны со значением числа Рейнольдса

$$R = \frac{\rho v l}{\eta},$$

где  $l$  — поперечник объекта,  $v$  — относительные скорости,  $\rho$  — плотность и  $\eta$  — вязкость (величина  $\nu = \eta/\rho$  есть кинематическая вязкость). Для туманностей размером  $10 \text{ пс}$  и при кинематической вязкости  $10^{19} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$   $R$  имеет величину около миллиона. Между тем ламинарное течение превращается в турбулентное при  $R > 1000$ , и потому заключение о наличии турбулентции в туманностях должно быть верным.

Если  $v_k$  — средняя скорость турбулентных вихрей с длиной волны меньшей, чем  $\lambda_k$  ( $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ), то согласно А. Н. Колмогорову

$$v_k = \text{const } \lambda^{\frac{1}{3}}.$$

Колмогоровский спектр турбулентных элементов может быть представлен в виде

$$[(v_1 - v_2)^2] = c^2 |r_1 - r_2|^{\frac{2}{3}}.$$

где  $v_1 - v_2$  есть разность лучевых скоростей между точками, положение которых определяется векторами  $r_1$  и  $r_2$ . Это позволяет изучать турбулентцию туманностей из наблюдений.

Для туманности Ориона было найдено, что  $n$  в формуле  $v_k = \text{const } \lambda^n$  имеет значения между  $\frac{1}{4}$  и  $\frac{1}{2}$  и что наименьшие турбулентные элементы больше  $0,02 \text{ пс}$ .

Поиски корреляции между разностью скоростей и расстоянием между взятыми точками для этих целей можно заменить изучением флуктуаций поверхностной яркости в туманности, если они обусловлены только случайными вариациями плотности излучающего газа. Таким путем Аллер находил, что в водородном поле в Лебеде наибольшие вихри были до  $10 \text{ пс}$  в диаметре и сообщали свою энергию малым вихрям. Однако, как заметил и сам Аллер, флуктуации яркости могут быть обусловлены многими причинами. Помимо турбулентции на них влияет и тяготение к звездам, и магнитное поле, и многое

другое. При столкновениях в них могут распространяться ударные волны. Электронная температура и газовая плотность в туманностях могут быть оценены по интенсивности спектральных линий на основе теории физических процессов в туманностях, которая изложена в гл. XVI.

Ограничимся указанием на то, что электронные температуры имеют порядок  $10\,000^\circ$ , т. е. не отличаются сильно от значений, которые получаются для планетарных туманностей.

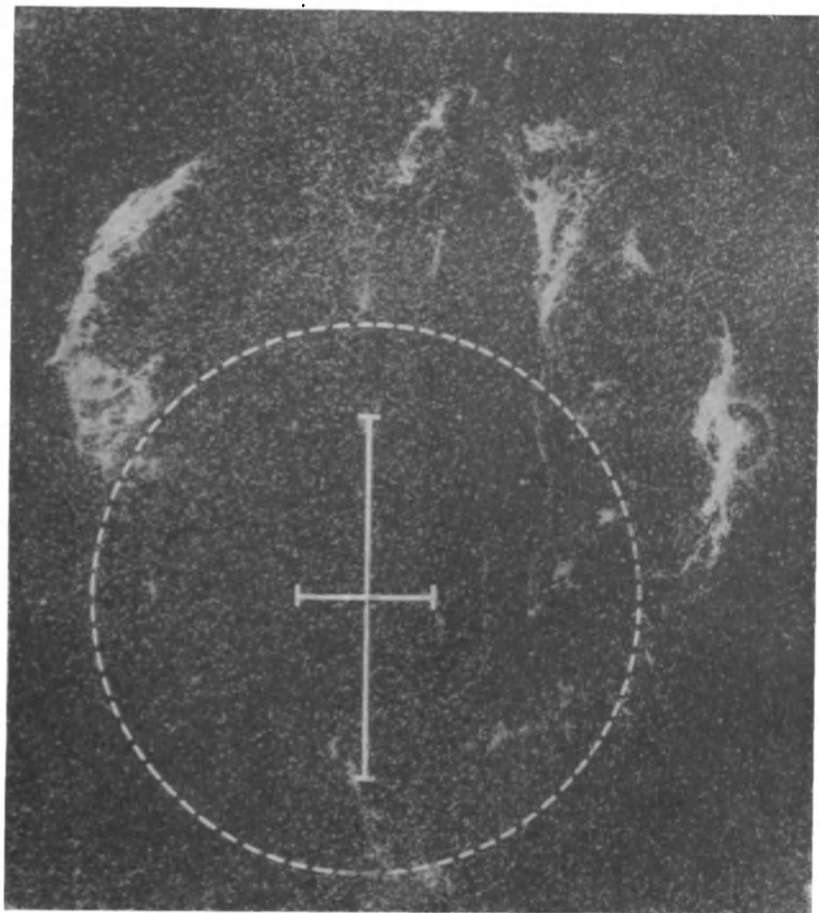


Рис. 128.

То же касается плотностей, которые в среднем ниже, чем у планетарных туманностей, и составляют от нескольких единиц до нескольких десятков атомов на  $1\text{ см}^3$ .

Многие, а вероятнее, все диффузные туманности являются лишь сгущениями в общей среде межзвездного газа. Это, однако, не означает, что они образуются в результате сгущения этого газа, и правильнее даже предполагать обратное, т. е. что межзвездная среда пополняется газом рассеивающихся туманностей. Магнитные поля, вероятно существующие в туманностях, могут препятствовать их рассеиванию. Структурой магнитного поля, по-видимому, обусловлен вид волокнистых туманностей (рис. 128). Газовые туманности, даже диффузные, как уже упоминалось, генетически связаны с возбуждающими их горячими звездами, по крайней мере в большинстве случаев.

На это указывает то, что скорости туманностей в известных случаях лишь на несколько километров в секунду отличаются от скоростей связанных с ними звезд. Число туманностей, освещенных горячими звездами, больше,



Рис. 129.

чем следует из теории случайной их встречи друг с другом. Часто звезда занимает особое положение по отношению к туманности. В особенности ярко это проявляется у туманностей (рис. 129), которые Г. А. Шайн назвал периферическими. Они напоминают гигантские планетарные туманности, обнару-

живающие кольцевой эффект. У них яркость больше к периферии, а возбуждающая звезда, иногда целое скопление звезд, находится в центре такого кольца, его части или подобия его. В таких случаях сильны признаки радиального движения масс наружу.

Наоборот, туманности волокнистого типа чаще всего не могут быть связаны с возбуждающими звездами. Волокна часто располагаются параллельно друг другу. В известной петлеобразной туманности в Лебеде NGC 6960 они особенно тонки и узки. Ширина многих из них не превышает  $2''$ , а в линейной мере составляет, вероятно, несколько тысяч астрономических единиц. (Не следует забывать, что расстояния таких туманностей, не связанных со звездами, известной светимости, совершенно неизвестны.)

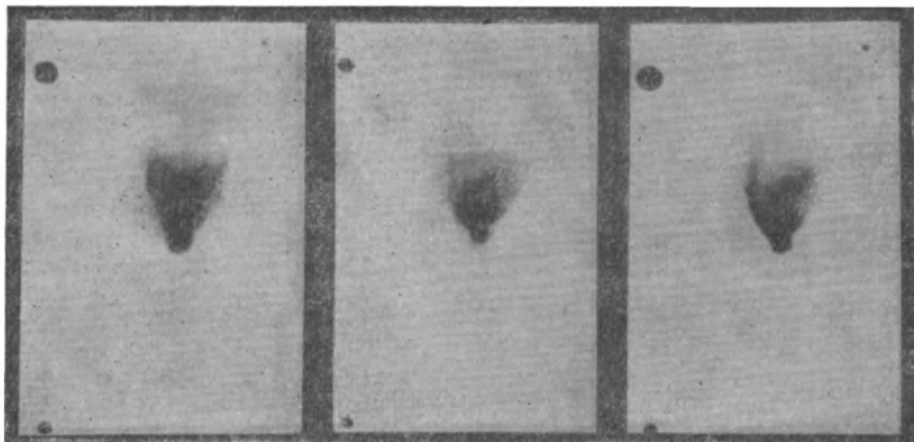


Рис. 130.

Многие водородные поля и многие туманности представляют собой похожие на вуаль образования, часто без заметной структуры.

Встречаются кометообразные (веерообразные) туманности (NGC 2261, рис. 130). Их звезда находится в головной яркой части или вне туманности в направлении ее острия. Они часто связаны со звездами типа Т Тау. Некоторые из таких туманностей имеют переменную яркость. Многие туманности имеют клочковатую структуру с относительно резкими краями. Есть туманности в виде узких полосок.

Общепринятой и рациональной классификации форм диффузных туманностей еще нет.

Первые сколько-нибудь уверенные оценки масс диффузных газовых туманностей были получены совсем недавно на основе теории свечения туманностей. В частности, использовался метод, предложенный В. А. Амбарцумяном. Такие определения, сделанные в Москве и в Симеизе, приводят к следующим данным, претендующим разве только на оценку порядка величины (массы выражены в массах Солнца):

|                                           |      |
|-------------------------------------------|------|
| Большие дискретные и яркие туманности     |      |
| Туманность Ориона (газовая составляющая)  | 150  |
| NGC 2237 (Большая туманность в Единороге) | 260  |
| Туманность Омега в Стрельце               | 500  |
| NGC 6523 в Стрельце                       | 3200 |

В других галактиках встречаются единичные гигантские туманности. Наибольшая и ярчайшая из них 30 Dor в Большом Магеллановом Облаке.

Г. А. Шайн оценил массу некоторых туманностей в спиральной галактике в Треугольнике и получил массы до  $10^4 M_{\odot}$ . Вероятно, такие гигантские туманности представляют скорее скопления туманностей, чем дискретные объекты. Наряду с этим множество слабых и маленьких туманностей должны иметь массы порядка всего лишь нескольких масс Солнца, а вероятно, и порядка долей его массы. Массы водородных полей, очень разреженных, но очень обширных, могут достигать больших значений. Таким образом, массы газовых туманностей крайне разнообразны. Плотности их также разнообразны. В центре туманности Ориона плотность имеет порядок  $10^{-20}$  г/см<sup>3</sup> ( $10^4$  атомов водорода в 1 см<sup>3</sup>), в других туманностях  $10^{-22}$  г/см<sup>3</sup>, а между ними — еще раз в 100 меньше.

§ 77. Межзвездный поглощающий газ. Существование дискретных газовых туманностей было обнаружено давно, существование же общей межзвездной газовой среды устанавливалось постепенно начиная с 1904 г. В этом году в спектрах горячих спектрально-двойных звезд Гартманн нашел узкие и резкие линии ионизованного кальция H и K, не принимающие участия в сдвигах остальных линий, вызванных орбитальным движением компонентов. Эти стационарные линии кальция сначала приписывались облаку паров Ca<sup>+</sup>, в котором происходит взаимное обращение компонентов. Позднее установили, что интенсивность этих линий в общем возрастает с расстоянием до звезд и с приближением их к галактической плоскости. Стало ясно, что газ, производящий названные линии, не сосредоточен вокруг некоторых звезд, а заполняет все пространство между звездами, концентрируясь к галактической плоскости.

В спектрах далеких холодных звезд линии межзвездного Ca<sup>+</sup> маскируются сильными линиями того же иона, возникающими в атмосферах самих этих звезд, атмосферы же горячих звезд не содержат Ca<sup>+</sup> ввиду его полной ионизации. Интенсивность линий межзвездного Ca<sup>+</sup> растет с увеличением расстояний звезд, что влечет за собой увеличение оптической толщины паров Ca<sup>+</sup> между нами и звездой. Установление корреляции между интенсивностью этих линий и расстоянием до звезд позволяет оценивать расстояния по интенсивности межзвездных линий. Точность такого способа невелика ввиду выяснившейся неоднородности в распределении Ca<sup>+</sup> в пространстве.

Было установлено, что межзвездный кальций участвует в галактическом вращении. Средний сдвиг его линий, обусловленный дифференциальным эффектом вращения, равняется примерно половине сдвига линий в спектрах тех звезд, у которых эти линии измерены. Дифференциальный эффект вращения Галактики пропорционален расстоянию от Солнца, а расстояние до центра тяжести столба межзвездного Ca<sup>+</sup>, лежащего между нами и звездой, примерно равно половине расстояния до нее.

В 1919 г. были открыты линии межзвездного Na, а после 1937 г. еще межзвездные линии K, Fe, Ti и нейтрального кальция. Открыты также узкие межзвездные полосы поглощения CH, CH<sup>+</sup> и CN и ряд молекулярных полос неизвестного происхождения. Из них сильнейшей является полоса 4431 Å.

С открытием перечисленных молекул устанавливается существование в межзвездном пространстве и элементов H, C и N.

Характерной особенностью всех наблюдаемых межзвездных линий и полос является то, что они образованы переходами с самого низкого уровня и даже подуровня. Для молекул переходы, вызывающие поглощение света, соответствуют переходам с основных колебательных, вращательных и электронных уровней. Поэтому наблюдаются не все линии, характерные для данных молекулярных полос, и полосы имеют необычный вид: они узки.

Огромная разреженность межзвездного газа и его удаленность от звезд обуславливают редкость столкновений атомов и молекул с другими частицами и с квантами света, и подавляющее большинство их находится поэтому



в основном, невозбужденном состоянии. Когда квант поглощается, то он поглощается атомами и молекулами, находящимися в этом состоянии наименьшей энергии.

Этим объясняется и то, почему столь обильный везде водород не проявляет себя в межзвездном поглощении света. Переходу атомов водорода из основного состояния в возбужденное соответствует поглощение в линиях лаймановской серии. Но последняя, лежащая в области далекого ультрафиолетового конца спектра, недоступна для наблюдений. Другие атомы, может быть также представленные в межзвездном пространстве, подобно водороду не обнаруживаются, если линии их главной серии лежат в недоступном для наблюдений ультрафиолете.

Резкость межзвездных линий по сравнению с линиями, возникающими в атмосферах звезд, обусловлена тем, что в данном случае число поглощающих атомов мало. Единственной причиной, могущей производить ощутимое расширение линий, является доплеровское расширение, обусловленное тепловым или турбулентным движением.

Кинетическая температура межзвездного газа зависит от температуры звезд, облучающих газ, и от его ионизации (которая сама зависит от температуры звезд). Раньше считали, что температура межзвездного газа равна температуре облучающих звезд, и принимали ее равной  $10\,000^\circ$ . Однако дальнейший анализ показал, что это верно лишь для областей, где водород (главный компонент межзвездного газа, хотя и не проявляющийся в спектре поглощения) ионизован. Там же, где водород нейтрален, столкновения атомов с пылинками и с другими атомами, которые столкновением возбуждаются, ведут к потере кинетической энергии и к охлаждению газа. Температура в межзвездной среде, вызывающей линии поглощения и содержащей нейтральный водород, около  $100^\circ\text{K}$ , что было подтверждено непосредственно данными радионаблюдений, о которых говорится дальше.

Ионизация межзвездных атомов вызывается тем, что пространство пронизывается высокочастотными квантами, излучаемыми звездами. Их излучение разжижено. Однако введения в формулу ионизации фактора разжиженности излучения (здесь он имеет порядок  $10^{-16}$ ) недостаточно. В самом деле, складываясь, излучение различных звезд дает не планковское распределение энергии по спектру. Далее, проблема усложняется практически тем, что мы знаем число звезд разных температур и светимостей только в окрестностях Солнца, и потому интегрирование звездной энергии по спектру в далеких областях не имеет под собой прочной основы. Ввиду несомненно большого разнообразия функции светимости звезд в разных местах Галактики, ионизация газа будет весьма различной.

Даже для окрестностей Солнца в формулу, дающую степень ионизации с учетом температур звезд и кинетической температуры, приходится вводить поправочные множители, которые при  $100^\circ\text{K}$  для  $\text{Na I}$ ,  $\text{Ca I}$ ,  $\text{Ca II}$  и  $\text{K I}$  меняются в пределах 10—1600, что ведет к уменьшению оценки ионизации.

Мало того, в формулу ионизации всегда входит  $n_e$  — число свободных электронов в  $1\text{ см}^3$ , так как они, рекомбинируя с атомами, влияют на число рекомбинаций, уравнивающих процессы ионизации. На разные атомы влияние  $n_e$  различно, например, оно очень мало для  $\text{Ti II}$  и очень велико для  $\text{Ca I}$ .

Определение  $n_e$  из наблюдений до сих пор не дает достаточно уверенных результатов. Его находят из сравнения плотности распределения  $\text{Ca I}$  и  $\text{Ca II}$ , получаемых из определения эквивалентных ширин их линий, но  $\lambda\,4226\text{ \AA}$   $\text{Ca I}$  наблюдается лишь тогда, когда линии H и K сильны и «насыщены», т. е. когда их эквивалентная ширина мало реагирует на оптическую толщину слоя газа в этих линиях. Другие методы также не дают точных данных. Неточность вызвана и неоднородностью межзвездной среды в разных

направлениях и на различных расстояниях. Оценки относятся к ярким звездам с сильными линиями поглощения, т. е. связаны, по-видимому, с более плотными облаками газа. Применение улучшенной теории ионизации, упомянутой выше, позволяет грубо оценить относительное изобилие некоторых элементов в межзвездном пространстве. По Б. Стремгрену (1949) имеем следующее (в  $10^5$ ):

|                                                        | H | Na | Ca  | K    | Ti   |
|--------------------------------------------------------|---|----|-----|------|------|
| Атмосфера Солнца . . . . .                             | 8 | 1  | 1,4 | 0,08 | 0,05 |
| Межзвездная среда в направлении $\chi^2$ Ori . . . . . | 2 | 1  | 2   | 0,06 | 0,03 |

Абсолютные значения для этого облака газа получаются такими: 40 атомов водорода в  $1 \text{ см}^3$ ,  $n_{\text{H}} = n_e = 1000$ .

В пространстве между такими более плотными облаками газ значительно разреженнее, но количественные данные неуверенны из-за того, что приходится анализировать очень слабые линии Na I и Ca II, а другие линии в этих условиях невидимы. Теория же не дает надежного значения  $n_{\text{Ca I}} : n_{\text{Ca II}}$ . Считают, что здесь концентрация водорода составляет менее 1 атома на  $1 \text{ см}^3$ . В облаках средней плотности должно быть около 1 атома на  $1 \text{ см}^3$ . Плотность водорода, не наблюдаемого спектрально, устанавливается весьма неуверенно. Поскольку водород здесь нейтрален, свободные электроны поставляет в основном, вероятно, Ca I, а электроны, освобождаемые при ионизации Ca II и других элементов, малочисленны.

Определение количественного химического состава межзвездного газа встречает трудности, помимо указанных выше, еще и в другом отношении.

В спектрах некоторых звезд при большой дисперсии была обнаружена кратность межзвездных линий Ca II (рис. 131). Очевидно, мы имеем дело с несколькими облаками межзвездного газа, лежащими на луче зрения и движущимися с различными скоростями. Именно эти наблюдения и дали основное указание на клочковатое, облакообразное строение межзвездной газовой среды. В спектрах 95 из 300 исследованных ярких, но довольно далеких звезд линии Ca II оказались двойными, в спектрах 17 — тройными и в спектрах 4 — четверными. Пекулярные скорости облаков превосходят  $5 \text{ км/сек}$ . По О. А. Мельникову в среднем они составляют  $7 \text{ км/сек}$ . Однако у 21 звезды из 116 встретились компоненты со смещением более  $30 \text{ км/сек}$  и у 7 — более  $50 \text{ км/сек}$ , а у одного облака скорость доходила до  $96 \text{ км/сек}$ .

Наряду с этим бывает, что двойные линии Ca II сопровождаются одиночными линиями Na I. Следовательно, в одном из облаков натрия ионизован или даже отсутствует.

В одних облаках интенсивнее линии молекул, в других — линии металлов. В HD 190603 линии  $\text{CN}^+$  сдвинуты так же, как один из компонентов линии K. У  $\chi$  Aur линии CN смещены, как один из компонентов K, а расширенные линии  $\text{CN}^+$  сдвинуты, как среднее из других компонентов K. Отношения интенсивностей CN и  $\text{CN}^+$  от места к месту меняются.

Межзвездные облака в среднем имеют размеры, вероятно, в несколько парсек. Их дифференциальные движения отчасти объясняются дифференциальным эффектом вращения Галактики, отчасти турбулентными движениями, которые, по-видимому, значительны.

В областях, где водород нейтрален, при плотности 10 атомов в  $1 \text{ см}^3$  и температуре  $50^\circ \text{K}$  скорость звука должна составлять  $0,8 \text{ км/сек}$ , а длина свободного пробега атомов водорода равна 20 а. е., электронов —  $3 \cdot 10^{-3}$  а. е. Радионаблюдения, если исходить из малой прозрачности межзвездного

водорода в линии его излучения с длиной волны 21 см/сек, приводят к температуре 125° К в направлении галактического центра.

Поляризация света далеких звезд впервые была обнаружена в 1949 г. Хильтнером и Холлом и независимо от них в 1950 г. Домбровским. Она достигает 10% и почти не зависит от длины волны. Плоскость колебаний электрического вектора в большинстве областей Млечного Пути близка

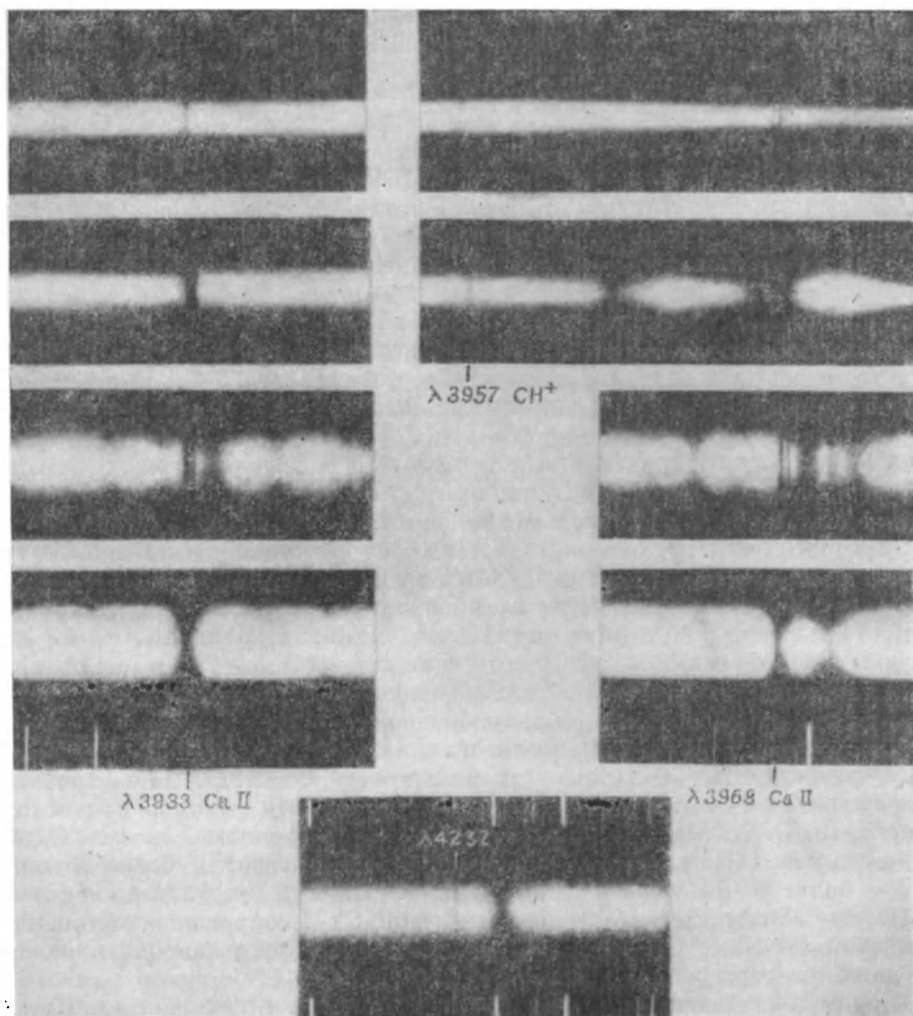


Рис. 131.

к плоскости галактического экватора. Сильнее всего это проявляется в направлении, где предполагается пересечение спиральных ветвей лучом зрения. Наличие поляризации света только у далеких звезд и сходство в ориентации векторов поляризации у разных звезд в одной области привело к мысли, что свет поляризуется межзвездной средой. Общий рост поляризации с ростом межзвездного поглощения света для одних и тех же звезд подтверждает это и позволяет приписать поляризацию неодинаковому поглощению света продолговатыми пылинками с различно ориентированным электрическим вектором. Когда свет направлен вдоль большой оси пылинок, то поглощение

сильнее. Но это значит, что пылинки ориентированы приблизительно перпендикулярно к спиральному рукаву. Эта общая картина, конечно, осложняется, когда на луче зрения несколько пылевых облаков неоднородной структуры.

Делали также вывод о том, что пылинки содержат много железа и что ориентировку им должно придавать магнитное поле. Вероятнее всего, что железа в них не очень много; они парамагнитны и вращаются в магнитном поле, а их большие оси устанавливаются перпендикулярно к магнитному полю.

Итак, структура ряда светлых туманностей, как и явления поляризации света в межзвездном пространстве, позволяет сделать заключение о существовании в межзвездном газе магнитных полей с напряжением  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  гаусс. В связи с этим радиусы кривизны траекторий заряженных частиц в таком поле в  $10^7$  раз меньше длины их свободного пробега. При этих условиях межзвездный газ обладает многими свойствами идеального газа, но применение к нему законов гидродинамики в случае движений, перпендикулярных к направлению магнитного поля, сомнительно. Двигается ли при этом магнитное поле вместе с газом, остается неясным, так как малые радиусы кривизны свободных электронов уменьшают электропроводимость газа и сокращают время релаксации.

Последний вопрос исключительно важен в связи с объяснением существования волокнистых туманностей.

В областях нейтрального водорода разности давлений стремятся выровняться посредством распространения упругих волн сжатия, которые будут проходить со звуковой скоростью, т. е.  $0,8$  км/сек, или  $1$  пс за миллион лет. Следовательно, здесь в течение космических промежутков времени различия давлений будут сохраняться и это будет вести к существованию межзвездных ветров.

С другой стороны, расчет показывает, что если в неионизованной области с малой плотностью водород нагреется случайно проходящими мимо горячими звездами, то на охлаждение ему понадобится  $10^9$  лет. В малых, но плотных облаках температура газа будет низкой. Холодные облака тяжелее и будут стремиться опускаться к области с меньшей потенциальной энергией, т. е. к плоскости галактики. При этом падении они будут вытеснять поднимающиеся горячие массы газа. Уже по одному этому возникает турбулентия.

С точки зрения теории образования, хотя бы частичного, диффузной материи за счет ее выброса звездами должно происходить следующее. Звезды, выбрасывающие больше газа, чем другие, распределены в Галактике неравномерно. В некоторых областях будут возникать повышенные плотности и давление газа, который, расширяясь и сталкиваясь с ранее образовавшимися массами, будет приходить в турбулентное движение. Причин для турбулентии и движения межзвездного газа должно быть много; без их постоянного возобновления наблюдаемые неоднородности и движения едва ли бы могли сохраниться.

Что касается влияния светового давления на движение газовых масс, то этот вопрос до сих пор выяснен недостаточно. Во всяком случае, если этот эффект и мал, должно происходить увлечение газа всегда примешанной к нему пылью, испытывающей, как известно, световое давление, обусловленное излучением звезд.

§ 78. Области  $HI$  и  $III$ . Возникает вопрос, каково взаимоотношение невидимых облаков межзвездного газа, обнаруживаемых по линиям поглощения, с видимыми облаками газа, похожими на туманности и водородные поля.

Нужно полагать, что яркие дискретные туманности, может быть и являющиеся по большей части лишь сгущениями в межзвездном газе, отличаются

повышенной плотностью и повышенной интенсивностью излучения. Эти особенности почти всегда обусловлены наличием в туманностях или вблизи них горячих звезд, иногда целых скоплений их, связанных с ними, по-видимому, генетически. Существуют ли такие же дискретные и плотные облака, но невидимые за отсутствием горячих возбуждающих звезд, мы в сущности не знаем. Во всяком случае обширные области, заполненные множеством горячих звезд, как, например, в Персее, совершенно лишены светящейся газовой материи, а следовательно, и вообще почти лишены газовой среды.

Слабые области свечения и, в частности, водородные поля, вероятно, тождественны облакам газа, обнаруживаемым по линиям поглощения. Последние отличаются от первых тем, что вблизи них нет горячих звезд, возбуждающих их свечение. Но свечение водорода вызывается его фотоионизацией и последующей рекомбинацией. В областях, где водород светится, он почти полностью ионизован, а там, где он и не излучает и не поглощает, он почти полностью нейтрален. Поэтому сейчас межзвездный газ делят на области II и области III. В обеих присутствуют и другие газы, но состояние в них водорода определяет различие физических условий в них.

Теория III-областей была развита Стремгеном. Вблизи горячей звезды ее энергии за пределом серии Лаймана (912 Å) достаточно для полной ионизации окружающего водорода. Коэффициент разжиженности излучения  $W = R_*^2 \cdot 4r^2$  показывает ослабление излучения с расстоянием от звезды (здесь  $R_*$  — радиус звезды и  $r$  — расстояние от нее). Число ионизаций за 1 сек убывает пропорционально  $W$ , а число рекомбинаций при столкновениях не меняется с расстоянием от звезды. Следовательно, с ростом  $r$  растет число нейтральных атомов. Там, где оно заметно, кванты с  $\lambda < 912$  Å поглощаются уже сильно, тогда как до этого в ионизованном водороде они проходили свободно. Возникает относительно резкая граница в виде сферы, вокруг звезды, далее которой водород не ионизован и кванты с  $\lambda < 912$  Å отсутствуют.

Степень ионизации водорода дается видоизмененной формулой Саха:

$$\frac{n_i n_p}{n_0} = \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{2g_i}{g_0} 10^{-\frac{5040}{T} 13,54} \left( \frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} W e^{-\tau_u}.$$

Здесь  $n_i$  — число протонов,  $n_0$  — число нейтральных атомов,  $g$  — статистические веса их состояний,  $T_e$  — электронная температура,  $T$  — температура звезды,  $\tau_u$  — непрозрачность газа для  $\lambda < 912$  Å; 13,54 — потенциал ионизации водорода. Если  $n_i + n_0 = n$  и степень ионизации  $x = n_i/n$ , то

$$\frac{n_i n_e}{n_0} = \frac{nx^2}{1-x} = \frac{c}{r^2} e^{-\tau_u},$$

где  $c$  — величина, включающая остальные множители предыдущей формулы. Коэффициент поглощения у предела серии Лаймана составляет  $\sim 10^{-17}$  см<sup>2</sup> на один атом, а непрозрачность водорода есть

$$d\tau_u = (1-x) na_u 3 \cdot 10^{18} dr.$$

Подставляя это выражение в предыдущую формулу, получаем:

$$e^{-\tau_u} d\tau_u = \frac{3 \cdot 10^{18}}{c} a_u n^2 x^2 r^2 dr.$$

Для решения этого дифференциального уравнения делаются подстановки

$$y = e^{-\tau_u}, \quad z = \frac{3 \cdot 10^{18} a_u n^2 r^3}{3c}, \quad \alpha = \left[ \frac{9}{nc (3 \cdot 10^{18} a_u)^2} \right]^{\frac{1}{3}}.$$

Тогда

$$\frac{dy}{dz} = -x^2,$$

$$\frac{1-x}{x^2} = \frac{\alpha z^{2/3}}{y}.$$

Так как  $3 \cdot 10^{18} a_u \approx 10$  и  $n \approx 1$ , то  $\alpha \approx c^{-1/3} \approx R^{-2/3}$  и мало, если за единицу длины взять радиус Солнца. При  $y=1$  водород ионизован и прозрачен. При этих условиях  $x=1$  и  $y=1-z$ . С ростом  $rz$  медленно растет, и с его приближением к 1  $y$  стремится к 0, а ионизация падает быстро. Критический радиус зоны  $r_0$  определяется при  $z=1$ , т. е.

$$r_0 = \left( \frac{c}{10^8 a_u n^2} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Стремгрен вычислил при  $\alpha=0,01$  входящие в формулу величины, когда  $r/r_0$  проходит через значение 1.

Радиус  $r_0$  зоны полной ионизации зависит от  $n^{-2/3}$  и от температуры звезды. Числовые данные, однако, неуверенны из-за расхождений в оценке температур самых горячих звезд. Стремгрен находил, что у звезды O8 объем сферы полной ионизации в 216 раз больше, чем у звезды B3, и в 26 раз больше, чем у звезды B0. Может быть, ближе к действительности меньшие различия температур у этих звезд. Тогда отношение объемов сфер для звезд O5 и B0 составит только  $2\frac{1}{2}$ . В среде с одним атомом H в  $1 \text{ см}^3$  радиус сферы полной ионизации для звезды O будет не менее 30 пс и, возможно, доходит до 100 пс, а в среде между облаками, если там  $n=0,1$  или 0,01, еще много больше. Поэтому свечение громадных водородных полей протяжением в сотни парсек может возбуждаться единичными звездами. Не получило еще объяснения отсутствие свечения HeI в областях HII.

Была попытка рассматривать и планетарные туманности как зоны полной ионизации водорода внутри больших газовых масс, но такая теория, по-видимому, неправильна.

Области HII в совокупности примерно раз в 10 меньше областей HI в окрестностях Солнца. В областях HII, как и в туманностях, температура электронов составляет около  $10\,000^\circ$ , т. е. гораздо выше, чем в областях HI, а плотности их в среднем, вероятно, одинаковы. Скорость звука в областях HII имеет порядок  $17 \text{ км/сек}$  (при  $n=1$ ), и возникающие в них различия давления должны выравниваться гораздо быстрее, чем в HI-областях. Радиусы кривизны траекторий заряженных частиц в HII-областях в 100 раз больше, чем в HI-областях, и это будет влиять на движение газов в магнитном поле иначе, чем в случае HI-областей. Горячие области HII должны иметь тенденцию подниматься над плоскостью Галактики.

Заметим, что согласно С. Б. Пикельнеру на больших расстояниях от плоскости Галактики также должен находиться очень разреженный межзвездный газ в таком же состоянии, как в зонах HI в галактическом слое. Скорости его движения могут быть большими.

Ввиду всего этого надежной оценки полной массы газовой составляющей в Галактике описанные выше методы не дают. Можно лишь сказать, что из динамических соображений, основанных на сравнении теории вращения Галактики с наблюдениями, в окрестностях Солнца на диффузную материю может приходиться такая же масса, какая приходится на долю звезд. Это верхний предел. Какая доля приходится при этом на газ и какая на пыль, неизвестно. Существующие попытки оценить отношение массы газа и пыли совершенно неубедительны. Точнее оценить массу газовой составляющей Галактики позволяют радионаблюдения.

§ 79. Радиоиследования газовой диффузной материи. За последние годы возникла новая возможность изучения газовой диффузной материи по ее радиоизлучению.

Межзвездный ионизованный водород дает тепловое радиоизлучение, интенсивность которого для оптически тонкого слоя газа не зависит от частоты. На волнах короче 1 м оно является доминирующим в наблюдаемом космическом радиоизлучении. Радиоизлучение межзвездного газа имеет различную интенсивность по разным направлениям. Оно сильно концентрируется к плоскости Галактики и к ее центру. Это излучение было выделено И. С. Шкловским из общего наблюдаемого радиоизлучения. Оно обнаруживает помимо главного максимума в Стрельце два вторичных максимума в Лебеде и в Персее. О степени их связи с концентрацией газа в спиральных ветвях Галактики судить трудно, потому что сравнительно близкие газовые

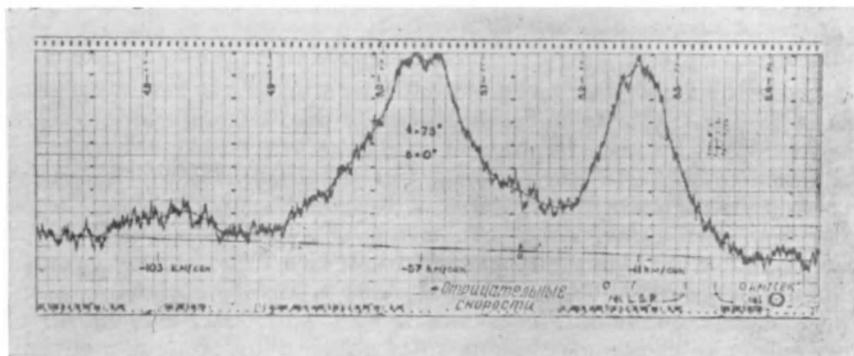


Рис. 132.

массы могут дать при соответствующих условиях бóльший наблюдаемый эффект, чем большие, но удаленные массы газа. Во всяком случае радиоизлучение ионизованного водорода говорит о наличии горячих звезд, возбуждающих эту ионизацию. Ионизованный водород поглощает длинноволновое радиоизлучение и оказывается весьма непрозрачным в ярких туманностях для длин волн более 5—7 м, а в слабых — для длин волн 10—15 м.

Наряду с непрерывным спектром радиоизлучения, принадлежащим ионизованному водороду, согласно предсказанию ван де Холста и И. С. Шкловского было обнаружено монохроматическое радиоизлучение на длине волны 21 см, принадлежащее нейтральному водороду. Это излучение возникает при переходах между двумя компонентами сверхтонкой структуры у атомов водорода. Интенсивность этого излучения показывает, в согласии с тем, что говорилось выше, что температура областей нейтрального водорода очень низка, порядка 25—50° и 125° К в направлении на центр Галактики. Благодаря такой низкой температуре межзвездный нейтральный водород в длине волны  $\lambda = 21$  см оказывается непрозрачным. Однако вследствие наличия дифференциального эффекта галактического вращения в лучевых скоростях по многим направлениям возникает доплеровский эффект. Газ, движущийся относительно нас с некоторой скоростью, излучает волны с длиной, не равной 21 см. Эти волны межзвездный водород не поглощает, что открывает новую возможность изучать распределение нейтрального водорода в Галактике до очень больших расстояний по тем сложным контурам радиополос (рис. 132), которые получаются от взаимного наложения линий разных газовых областей, с разной скоростью движущихся в Галактике. Этот способ позволяет проникать на расстояния многих тысяч парсек в Галактику, но интерпрета-

ция полученных результатов опирается на различные схематические модели строения и вращения Галактики и потому еще не очень надежна. Так, например, лишь с большой натяжкой проводят по найденным местам сгущений нейтрального водорода спиральные ветви нашей Галактики. Они получаются мало похожими на спиральные ветви других галактик.

Межзвездные молекулы также должны давать монохроматическое радиоизлучение. Таким образом, открываются совершенно новые перспективы изучения газовой диффузной материи в нашей Галактике.

Кроме тепловой составляющей газового радиоизлучения в нашей Галактике обнаружена вторая составляющая радиоизлучения, играющая преобладающую роль на более длинных волнах и убывающая в интенсивности с ростом частоты. Она создается дискретными источниками излучения, которые не имеют в своем видимом распределении концентрации к галактической плоскости и слабо концентрируются к центру Галактики. Эти источники радиоизлучения часто называются условно радиозвездами. Однако увеличение разрешающей способности радиотелескопов \*) показало, что ряд радиозвезд имеет измеримые угловые размеры, хотя и небольшие. Предполагают, что это радиоизлучение обуславливается тормозным излучением релятивистских электронов в магнитном поле, имеющем напряжение порядка  $10^{-5}$ — $10^{-6}$  гаусс и, по-видимому, существующем в межзвездном пространстве.

Установлено, что так называемые радиозвезды являются объектами частично галактического, частично метагалактического пространства. Радиоизлучателями должны быть обычные, оптически видимые газовые туманности, и их излучение в нескольких случаях действительно обнаружено. Установлено также интенсивное радиоизлучение туманностей, образовавшихся в результате вспышек сверхновых звезд, в частности Крабовидной туманности в Тельце. У них интенсивность излучения не зависит от частоты, тогда как у метагалактических источников интенсивность пропорциональна длине волны. Интенсивность их радиоизлучения не связана с видимой яркостью туманности и обусловлена, вероятно, тормозным излучением релятивистских электронов. На длине волны 20 см поток радиоизлучения составляет около  $2 \cdot 10^{-23}$  *вт/мгц*, а от остатка сверхновой звезды в Кассиопее (самого мощного источника радиоизлучения) вдвое больше.

Другие мощные дискретные источники радиоизлучения являются аномальными галактиками, в спектре которых обычно сильны линии излучения водорода. Форма одних из них является сферической. Другие, тоже сферической формы, пересечены посередине темной полосой, образованной, вероятно, пылевыми туманностями. Подробно изучены радиоизлучение Магеллановых Облаков и лучевые скорости нейтрального водорода в них, позволившие установить их вращение и массу.

Слабое радиоизлучение обнаружено и у ряда ближайших к нам спиральных галактик, в которых оно «нормально» и имеет ту же природу, как и в нашей Галактике,— излучение межзвездного водорода и релятивистских электронов. Мощное же излучение пекулярных галактик, по-видимому, обусловлено именно релятивистским торможением электронов, имеющих там большую концентрацию и находящихся в сильном магнитном поле. Мощный источник радиоизлучения Лебедь А отождествлен с галактикой диаметром 40"

---

\*) Наиболее совершенным радиотелескопом является приемник, расположенный в фокусе металлического вогнутого зеркала, позволяющего направлять его на различные точки неба. Разрешающая способность радиотелескопа растет с ростом диаметра зеркала, но технические возможности ограничивают размер телескопа. Другой вид радиотелескопа является неподвижной или малоподвижной установкой, включающей ряд особым образом расположенных антенн. Он дает большую разрешающую способность, но другие возможности его более ограничены.



и имеющей фотографическую видимую величину  $16^m,5$ . Ее радиоизлучение с частотой  $100 \text{ Мгц}$  равно  $5 \cdot 10^{42} \text{ эрг/сек}$  и в 6 раз превосходит оптическое излучение. У спиральной галактики в Андромеде это отношение составляет только  $10^{-6}$ . Лебедь А некоторые считают системой двух столкнувшихся галактик. Столкновения заполняющих их облаков газа могли бы быть причиной мощного радиоизлучения, аналогично и для аномально сильного радиоизлучения диффузной материи в других галактиках, но последняя не только должна присутствовать в значительном количестве, но и должна находиться в особых физических условиях.

Большинство дискретных источников радиоизлучения еще не отождествлено с какими-либо известными оптическими объектами.

---

## ГЛАВА XIII

### ПЫЛЕВЫЕ ТУМАННОСТИ

§ 80. Межзвездная пыль и темные туманности. Вывод на основании анализа наблюдений о существовании межзвездной среды, производящей поглощение света, впервые был сделан В. Я. Струве в 1847 г. Однако его работа, опережавшая современное ему состояние науки, не была общепризнана. В начале XX в. Барнард выступил с утверждением, что обнаруженные им многочисленные темные пятна в Млечном Пути являются темными туманностями (на рис. 133 приведена фотография такой туманности в Стрельце).

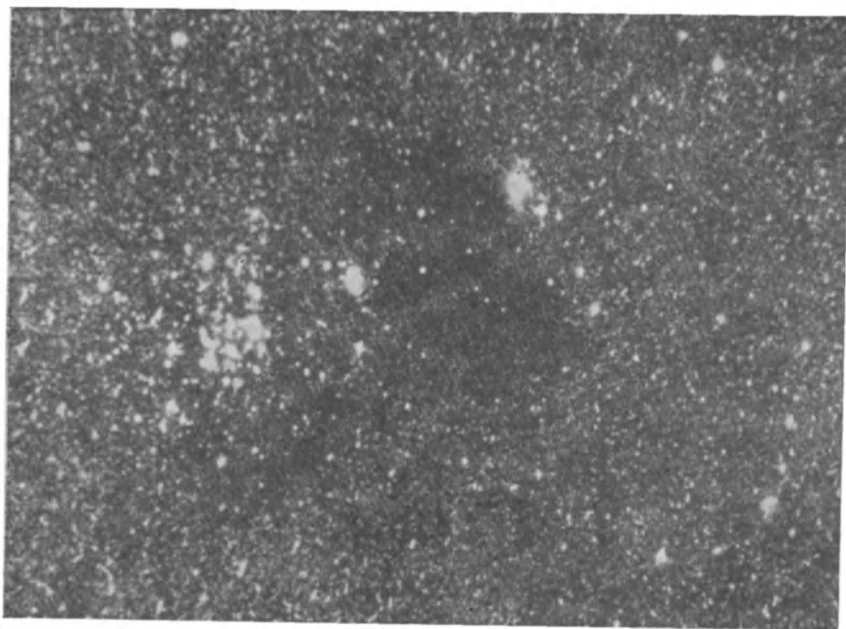


Рис. 133.

т. е. облаками вещества, экранирующего свет далеких звезд. В 20-х годах стали уже определять расстояния и размеры темных туманностей, но существование повсеместной поглощающей свет межзвездной среды, среды, находящейся и между темными туманностями, было признано только в 1930 г. Сравнивая расстояния до рассеянных звездных скоплений, установленные по их видимым угловым диаметрам и по видимому блеску составляющих их звезд, Тремплер обнаружил систематические расхождения. Эти расхождения росли с расстоянием и могли быть объяснены только возрастанием поглоще-

ния света с расстоянием до объектов. Выяснилась и избирательность этого поглощения: оно растет с уменьшением длины волны света.

Установление Хаблом «зоны избегания» вдоль галактического экватора, в которой галактики не видны, и расчеты, основанные на изучении поглощения на разных галактических широтах, а также фотографии веретенообразных галактик с темной полосой в плоскости их симметрии (на которые было обращено внимание Кертисом еще в 1918 г.) привели к выводу: поглощающая материя и темные туманности сильно концентрируются к плоскости Галактики. Вскоре выяснилась и неравномерность в величине поглощения по разным направлениям в галактической плоскости.

Единственным эффективно поглощающим свет веществом, не имеющим неприемлемо большой массы, является мелкая пыль.

В связи с этим исследования межзвездной поглощающей свет пыли ведутся по следующим направлениям: изучение зависимости поглощения от длины волны, определение величины поглощения в каких-либо лучах по различным направлениям и на разных расстояниях от нас; определение расстояний, размеров и структуры плотных темных туманностей, выявление пространственного распределения поглощающей пыли в галактиках и между ними; выяснение физико-химических свойств космической пыли; рассмотрение взаимодействия пыли с диффузным газом и со звездами и способности пылинок к росту.

Знание зависимости величины поглощения от длины волны очень важно, так как практически поглощение определяется обычно в одном участке спектра, а наблюдения в разных случаях производятся в разных участках спектра. Кроме того, эта зависимость дает почти единственное указание на природу поглощающих свет частиц.

Согласно закону поглощения интенсивность  $I_0$  света, прошедшего через поглощающую среду, имеющую оптическую толщину  $\tau$ , уменьшится:

$$I = I_0 \cdot e^{-\tau}. \quad (1)$$

Пусть на единицу длины в однородной среде приходится оптическая толщина  $k$ , так что для расстояния  $r$   $\tau = kr$ .

В простейшем случае можно предположить, что

$$k(\lambda) = a + b\lambda^{-n}, \quad (2)$$

где  $a$  и  $b$  — постоянные, причем  $a$  представляет общее (нейтральное) поглощение, одинаковое для всех длин волн. Для частиц много меньших, чем длина волны, имеет место закон Рэлея  $k \sim \lambda^{-4}$ .

Лучшим способом определения величины  $n$  является спектрофотометрическое сравнение двух звезд с совершенно одинаковым истинным распределением энергии в спектре, но находящихся на очень различных расстояниях.

Тогда межзвездное поглощение создает различие интенсивностей в их спектрах у одной и той же  $\lambda$  в звездных величинах  $\Delta m$ :

$$\Delta m(\lambda) = 1,086 [(a_1 - a_2) + (b_1 - b_2) \lambda^{-n}], \quad (3)$$

так как из (1) имеем:

$$m - m_0 = 2,5 \tau \lg e = 1,086 \tau. \quad (4)$$

Из сравнения спектров двух звезд обычно получают спектрофотометрический градиент  $d\Delta m(\lambda) : d(1/\lambda)$ , что в данном случае дает после дифференцирования выражения (3)

$$\frac{d\Delta m(\lambda)}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = -1,086n(b_1 - b_2)\lambda^{-(n-1)}. \quad (5)$$

Если две звезды разной температуры излучают, как черное тело, то спектрофотометрический градиент в видимой области спектра практически постоянен и не зависит от длины волны. Следовательно, разность интенсивностей одинаковых участков спектра этих звезд линейно растет с уменьшением  $1/\lambda$ . Если в формуле (5)  $n=1$ , то мы имеем такой же случай, и влияние избирательного поглощения света нельзя отличить от влияния температуры. Это создает известные трудности. В самом деле, звездами, удобными для спектрофотометрии и достаточно яркими, чтобы их можно было видеть на далеком расстоянии, являются сверхгиганты ранних классов. Для таких звезд эффект межзвездного поглощения скажется заметнее. Однако мы не знаем точно, одинаково ли истинное распределение энергии в их спектрах с таковым у звезд тех же классов, но меньшей светимости, которые только и встречаются поблизости от нас.

Вместо спектрофотометрии применялось сравнение разных участков спектра при помощи фотоэлементов, дающих, однако, большую точность и охватывающих спектр от 3500 до 20 000 Å.

Оказалось, что в области 4000—7000 Å  $n$  очень мало отличается от единицы, т. е. поглощение растет, как  $1/\lambda$ . Однако при переходе к более коротким и более длинным волнам закон поглощения быстро меняется. У краев исследованного участка спектра поглощение с длиной волны почти не меняется.

Для разных направлений этот закон поглощения остается почти одинаковым, т. е. физические свойства поглощающей пыли везде очень сходны. Однако необходимы более подробные исследования в этом отношении, так как, например, для звезд, погруженных в туманность Ориона, закон поглощения оказался заметно отличным.

Величину  $a$  в формуле (2) точно оценить пока не удалось; можно лишь сказать, что она невелика, т. е. общее поглощение света мало, как показали расчеты Н. Ф. Флоря. Поэтому в интервале обычно изучаемых длин волн принимают

$$k(\lambda) = b \cdot \lambda^{-1}. \quad (6)$$

Из наблюдений определяются избытки цвета СЕ как превышение наблюдаемого показателя цвета СІ над истинным его значением СІ<sub>0</sub> для звезд данного типа:

$$CE = CI - CI_0,$$

причем показатели цвета представляют разность звездных величин объекта, измеренных в области каких-либо двух длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (они могут быть в разных системах).

Если значения поглощения в звездных величинах для этих длин волн равны  $A_{\lambda_1}$  и  $A_{\lambda_2}$ , то

$$CE = A_{\lambda_1} - A_{\lambda_2}.$$

Но по (4)

$$A = 1,086\tau = 1,086 \int_0^r k dr.$$

Следовательно, если  $k(\lambda_1) : k(\lambda_2) = \mu$ , то

$$CE = 1,086(1 - \mu) \int_0^r k(\lambda_2) dr,$$

или

$$CE = (1 - \mu) A_{\lambda_2},$$

а

$$A_{\lambda_2} = \gamma C E, \quad (7)$$

где

$$\gamma = \frac{1}{1 - \mu}. \quad (8)$$

Вообще,

$$\gamma = \frac{\lambda^{-1}}{\lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1}} \quad (9)$$

есть множитель, умножением которого на избыток цвета, найденный по сравнению объектов в любых длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , можно определить полное поглощение  $A$  в длине волны  $\lambda_3$  по формуле (4).

Определение поглощения по формуле (7) из избытка цвета для данного объекта практически точнее, чем прямое его определение, так как у нас почти нет возможности уверенно определять расстояния далеких объектов, не прибегая к сравнению их истинной и видимой яркости, которая искажена поглощением света.

При использовании участков спектра, далеких от интервала 4000—7000 Å, необходимо учитывать истинную зависимость  $k$  от  $\lambda$  и нельзя пользоваться формулами (9) и (7).

Наиболее обширный ряд измерений избытков цвета далеких звезд класса В (1332 звезды) получили фотоэлектрическим методом Стеббинс, Уитфорд и Хаффер. Они измеряли блеск звезд в так называемой системе  $C_1$ , соответствующей длинам волн 4260 и 4770 Å. В этой системе для визуального поглощения они нашли  $\gamma=7$ , а для фотографического поглощения  $\gamma=7,7$ . Если пользоваться международными фотографически-фотовизуальными избытками цвета и фотографическим поглощением, то  $\gamma$  получается несколько меньше 5. В 50-х годах столь же обширный ряд фотоэлектрических измерений избытков цвета был выполнен Хильтнером и другими.

Интересно, что ввиду практической независимости поглощения от  $\lambda$  для больших длин волн поглощение для  $\lambda > 20\,000$  Å практически уже не уменьшается и в этих лучах (если не доходить до радиоволн) Галактика не более прозрачна, чем в  $\lambda=20\,000$  Å.

Закон  $k(\lambda)$ , найденный из наблюдений и практически одинаковый для темных туманностей и для межзвездной среды, показывает, как и другие соображения, что в этом поглощении электроны и атомы газа (частицы с размерами меньшими, чем длина волны света), рассеивающие по закону  $\lambda^{-4}$ , не играют большой роли. Поглощение должно вызываться мелкими частичками с радиусами  $a$ , близкими к длине волны. Теория воздействия таких частиц на электромагнитные волны разработана физиком Ми и довольно проста лишь для случаев, когда  $a=2\pi\lambda$ :  $\lambda$  не сильно отличается от единицы.

Чистые диэлектрики с электропроводимостью, равной нулю, вызывают чистое рассеяние света. В проводниках и полупроводниках электромагнитная энергия превращается в тепло и часть энергии рассеивается, а часть действительно поглощается. Если  $s$  — плотность частиц,  $n$  — комплексный показатель преломления диэлектрика, а  $m$  — комплексный показатель преломления проводника, то коэффициент поглощения на единицу массы при  $a$ , много меньшем 1, будет

$$k(a, \lambda) = \frac{32\pi^4 a^3}{s\lambda^4} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \quad \text{для диэлектриков}$$

и

$$k(a, \lambda) = \frac{6\pi}{s\lambda} I_m \left( \frac{1 - m^2}{m^2 + 2} \right) \quad \text{для металлов,}$$

где  $I_m$  есть мнимая часть величины, заключенной в скобки.

Сравнение с наблюдениями вычисленной поглощательной способности частиц и ее зависимости от  $\lambda$  показывает, что если межзвездные частицы и имеют значительную дисперсию размеров, то частицы с диаметрами от  $10^{-4}$  до  $10^{-5}$  см должны быть во всяком случае преобладающими.

С точки зрения изменения поглощения с длиной волны и величины самого поглощения предпочтение отдают металлическим частицам. Они производят нужное поглощение при допустимой массе поглощающей свет среды. Однако альbedo межзвездных частиц, устанавливаемое из наблюдений светлых пылевых туманностей, слишком велико для металлов. Оно близко к 1, т. е. к альbedo снега или замерзших газов. К тому же в звездах и газовых туманностях содержание металлов ничтожно, и невероятно, чтобы межзвездная пыль состояла только из них.

По-видимому, наблюдаемым свойствам пыли во всех отношениях удовлетворяет надлежащая смесь диэлектрических частичек разных диаметров, порядка  $\sim 0,8 \mu$ , содержащая пылинки из замерзших газов, преимущественно водорода.

На маленькие пылинки должно заметно действовать давление света, особенно вблизи звезд-гигантов. Эффект светового давления сказывается различно в зависимости от преобладающих длин волн, размеров частиц и их природы (диэлектрики или металлы).

Анализ наблюдений позволяет допустить, что поглощающая межзвездная среда убывает в плотности с удалением от плоскости Галактики по экспоненциальному закону, так что линейный коэффициент поглощения света убывает с удалением от этой плоскости. По аналогии с изменением плотности земной атмосферы можно ввести понятие об эквивалентной полутолщине поглощающего слоя. Слой такой толщины при равномерной плотности, равной плотности среды в плоскости Галактики, производит такое же поглощение, как реальное поглощение в направлениях к полюсам Галактики. Принимая такую теорию, П. П. Паренаго предложил для вычисления поглощения света формулу

$$A(r, b) = \frac{a_0 \cdot \beta}{\sin b} \left( 1 - e^{-\frac{r \sin b}{\beta}} \right).$$

В этой формуле  $r$  — расстояние до объекта,  $b$  — его галактическая широта и  $a_0$  — величина поглощения на килопарсек в данном направлении. Величины  $a_0$  были определены П. П. Паренаго для разных направлений и указаны на карте неба для соответствующих областей. С учетом поглощения света расстояние до объекта  $r$  вычисляется по очевидной формуле

$$5 \lg r = m - A(r, b) - M + 5.$$

Так как в эти формулы входит истинное  $r$ , не искаженное поглощением и вначале неизвестное, то оно находится, вообще говоря, путем проб, а в способе П. П. Паренаго — по графикам, дающим истинный модуль расстояния  $m_0 - M$  (исправленный за поглощение) по видимому модулю  $m - M$  в функции  $a_0$  и  $b$ . При этом  $a_0$  следует брать соответствующим эффективной длине волны для изучаемой области спектра.

Следует иметь в виду, что введение величины  $a_0$ , зависящей от направления, улучшая учет поглощения, в сущности говоря, противоречит исходной идее падения коэффициента поглощения с высотой над плоскостью Галактики.

Так, среднее значение  $a_0$  для самой плоскости Галактики составляет 3,4 зв. величины на килопарсек, тогда как в стороне от галактического экватора встречаются значения  $a_0$ , большие этого среднего.

Может быть, еще важнее отметить, что формула не учитывает этой ключковатости по лучу зрения. В действительности по данному направлению мы

имеем не монотонно меняющийся коэффициент поглощения с величиной  $a_0$ , если его привести к плоскости Галактики, а среду с неправильным изменением плотности. На некотором расстоянии от нас поглощение может быть малым, затем для звезд внутри большого поглощающего облака оно будет быстро нарастать с расстоянием, и за облаком на большом протяжении поглощение может быть почти постоянным. К сожалению, даже до расстояний в  $1\frac{1}{2}$ –2 тысячи парсек сведения о поглощении слишком малочисленны, чтобы можно было надежно установить поглощение в трехмерном пространстве.

Для установления расстояния и размеров отдельных темных туманностей, ограниченных более резко, до сих пор применяется сравнение числа звезд ярче данной зв. величины, видимых на фоне облака и по соседству с ним, в более прозрачной области. При этом, как показали К. Ф. Огородников и О. В. Добровольский, необходимо принимать во внимание функцию светимости. Однако в настоящее время ясно, что функция светимости от места к месту в Галактике меняется и более или менее удовлетворительно она нам известна лишь в окрестностях Солнца. Поэтому более надежные данные о темных туманностях дает изучение избытков цвета звезд известной светимости. К сожалению, более многочисленными звездами, видимыми до достаточно больших расстояний, являются звезды классов О и В, но для отдельных из них светимости известны весьма неточно, а следовательно, и расстояния часто неуверенны. Это сильно затрудняет локализацию темных туманностей, определение их видимой ширины и глубины по лучу зрения. Следует подчеркнуть, что вблизи галактического экватора, где звезды класса В не обнаружены — потому ли, что в этом направлении их нет, или потому, что их экранируют темные туманности, — мы все равно не можем определить величину поглощения.

По звездам, на которых поглощение света начинает сказываться заметно, оценивается расстояние до переднего края темной туманности. Полное поглощение в ней находят из сравнения избытков цвета этих звезд с избытками цвета тех звезд, для которых эти избытки цвета нарастают уже медленно.

Наиболее близкие темные туманности находятся от нас на расстоянии около 100 *пс*, и они больше всего бросаются в глаза на фоне Млечного Пути, занимая на нем большие площади. Таковы темные туманности в Тельце и «угольные мешки» в южном полушарии неба. Часто они образуют группы, как в Тельце, — скопления пылевых туманностей. В Орле такое скопление начинается на расстоянии 200 *пс* от нас и тянется более чем на 1000 *пс* по лучу зрения. Разделение Млечного Пути на две ветви и широкая темная область между ними в направлении на ядро Галактики обусловлены скоплениями таких туманностей. Поглощение между ними и центром Галактики в фотографических лучах составляет более 6 зв. величин.

Измеренные избытки цвета в некоторых местах в Лебеде и Стрельце достигают  $0^m,5$  в шкале  $C_1$ , так что нередко звезды спектрального класса В имеют оранжевый цвет, как звезды класса К.

Размеры темных туманностей разнообразны, и, чем они больше, тем реже встречаются. Так, размер «Угольного мешка» около 8 *пс*, много туманностей имеют меньшие размеры, а скопления туманностей в Тельце, Возничем и в Змееносце — не менее 30–40 *пс*. Фотографическое поглощение в них соответственно составляет от  $1^m$  до  $3^m$ .

Многие темные туманности, как в Змееносце, имеют вид длинных темных каналов в Млечном Пути, и вполне вероятно, что иногда наш луч зрения идет вдоль таких каналов.

Этим объясняется полное отсутствие известных далеких объектов в некоторых направлениях и существование коридоров видимости между ними. В одном из таких коридоров видимости — в Лебеде — видны цефеиды, удаленные более чем на 10 000 *пс* и с малым покраснением — так мало поглоще-

ние в этом направлении. Однако внегалактические туманности в этом коридоре все же не видны. Значит, еще дальше поглощение сильно возрастает.

Наряду с этим есть коридоры, оканчивающиеся окнами в межгалактическое пространство. Здесь видны и далекие галактики.

В. А. Амбарцумяном разработана теория флуктуации темных туманностей на луче зрения и изучено влияние этой флуктуации на наблюдаемую поверхностную яркость Млечного Пути и других галактик.



Рис. 134.

В этой теории мы имеем пример применения законов статистики к схеме хаотического распределения объектов. Более ранние теории в звездной астрономии, наоборот, рассматривали схемы правильного распределения объектов, например в виде concentрических эллипсоидов разной плотности и т. д.

У реальной галактики наблюдается сложная структура, например наличие спиральных ветвей и звездных облаков с промежутками между ними. Эта структура не укладывается в рамки простых схем порядка или беспорядка и требует кропотливого топографического ее исследования. Теории, построенные на разных моделях, до некоторой степени позволяют судить о величине отклонения реальности от этих схем.

Таковыми же схемами являются два представления о распределении поглощающей материи, допускающие математическую трактовку явления в пределах этих схем и потому необходимые. Согласно одному представлению существует разреженный плоскопараллельный слой, в котором плавают плотные пылевые облака — туманности. Согласно другому существует только



хаотическое распределение пылевых туманностей разного размера с пустотами между ними.

Оба представления являются крайностями. Пылевая материя должна быть больше всего похожа на табачный дым, взвешенный в воздухе, со сгущениями, иногда резкими, и с разрежениями, и подвержена таким же турбулентным движениям.

Турбулентия межзвездной пыли должна поддерживаться дифференциальным галактическим вращением, возникновением новых пылевых масс, ее взаимодействием со звездами, световым давлением.

В 1947 г. Бок и Рейли обнаружили очень маленькие, но сильно поглощающие темные туманности, видимые только на фоне некоторых ярких диффузных туманностей и, по-видимому, часто связанные с ними в пространстве. Они резко ограничены и имеют неправильную форму, но встречаются и маленькие сферические туманности. Все они названы глобулами (рис. 134). Наименьшие из них имеют диаметры порядка 10 000 а. е., а диаметр больших туманностей достигает 1 пс. Поглощение в глобулах доходит до  $5^m$ , т. е. они должны быть очень плотными.

Знание величины поглощения в темных туманностях и их размеров вместе с теорией Ми позволяет оценить массы пылевых туманностей. При частичках диаметром  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  см минимальные массы пылевых объектов оцениваются такими величинами (в массах Солнца):

|                               |       |
|-------------------------------|-------|
| Маленькие глобулы             | 0,002 |
| Большие глобулы               | 0,05  |
| «Угольный мешок»              | 13    |
| Большое скопление туманностей | 300   |

При дисперсии размеров твердых частиц и примеси газа массы могут превысить табличные значения на порядок и более. Массы глобул, по-видимому, все же недостаточны для того, чтобы из них могли формироваться звезды.

§ 81. Светлые пылевые туманности. Большой интерес представляет работа В. А. Амбарцумяна и Ш. Г. Горделадзе, дающая представление о соотношении темных и светлых пылевых туманностей в связи с тем, что последние наблюдаются при случайных, по-видимому, встречах пылевых облаков с достаточно яркими звездами. В таком случае число пылевых туманностей, освещенных звездами определенного спектрального класса, должно быть пропорциональным вероятности того, что туманность находится внутри одного из объемов, освещенных звездами этого класса. Лишь внутри сферы некоторого радиуса, имеющей центром звезду, последняя осветит пылевое облако достаточно сильно для того, чтобы оно было наблюдаемо. Радиус такой сферы пропорционален корню квадратному из светимости звезды. Если объем такой сферы  $V$ , а число звезд данного типа  $n$ , то в сумме они освещают объем  $nV$ . Для звезд главной последовательности функция светимости дает число звезд каждого спектрального класса, так как последний связан со светимостью однозначно.

Для сравнения полученного таким образом подсчета с наблюдениями надо учесть еще, что мы регистрируем звезды, освещающие туманности до какой-то предельной видимой звездной величины, так что наблюдаемый объем, содержащий звезды класса О высокой светимости, больше, чем объем, в котором мы регистрируем, например, звезды класса А, имеющие меньшую светимость.

В табл. 1 сопоставляются вычисленные В. А. Амбарцумяном и Ш. Г. Горделадзе относительные объемы  $nV$ , освещенные звездами разных спектральных классов, с наблюдаемым числом светлых диффузных туманностей, освещенных звездами этих же спектральных классов.

Совпадение относительных ходов чисел в обоих столбцах хорошее, если оставить в стороне звезды О и В0, освещающие не только пылевые, но и газо-

Таблица 1

| Спектральный класс | N  | $nV \cdot 10^4$ | Спектральный класс | N | $nV \cdot 10^4$ |
|--------------------|----|-----------------|--------------------|---|-----------------|
| O                  | 11 | 0,2             | F                  | 2 | 0,25            |
| B0                 | 7  | 0,6             | G                  | 1 | 0,18            |
| B1—B9              | 54 | 2,9             | K                  | 2 | 0,25            |
| A                  | 5  | 0,8             | M                  | 0 | 0,02            |

вые туманности. Таблица рассматривается поэтому как подтверждение случайности встречи пылевых туманностей с освещающими их звездами. Газовые же туманности, вероятно, связаны со своими звездами не случайно, а генетически. Сумма относительных объемов, освещенных звездами, в таблице в 2000 раз меньше полного объема соответствующей межзвездной области. Следовательно, число темных пылевых туманностей, не освещенных звездами достаточно ярко, должно быть в 2000 раз больше числа светлых (освещенных) пылевых туманностей. Отсюда следует, что внутри плоского галактического слоя толщиной около 200 пс должно находиться около 200 000 темных пылевых туманностей.

Если принять в среднем радиус таких туманностей равным 3 пс, то на протяжении 1 кпс в плоскости Галактики луч зрения должен встречать около четырех таких туманностей. Отсюда выводят среднее поглощение в одной туманности ( $\sim 0,3$  зв. величины) и полное поглощение на определенном отрезке как результат случайной флуктуации числа таких туманностей на луче зрения, о чем уже говорилось выше.

О крайней неоднородности поглощающей среды и о схематизации представлений ее в виде непрерывной или состоящей только из дискретных туманностей также уже говорилось.

Описанные выше подсчеты должны были бы учесть функцию светимости для каждого спектрального класса, в частности существование сверхгигантов классов A, F и т. д., и учесть поглощение света в пространстве. Например, сверхгиганты 5-й видимой зв. величины часто бывают уже сильно ослаблены поглощением. Учет всего этого может изменить числа в приведенной таблице, тем более что и число дискретных туманностей определяется очень произвольно. Однако данные для такого уточненного сопоставления еще слишком малочисленны.

Светлые пылевые туманности (рис. 135), хотя они и видимы, изучать не легче, чем темные пылевые туманности. Определяются распределение яркости в них, поляризация, поглощение ими света, и проводится сравнение их цвета с цветом освещающей их звезды. Отсюда делаются попытки установить размер пылевых частиц, пространственное расположение туманностей и распределение плотности в них. Теоретических работ в этой области было немало, но применение их к туманностям часто не может дать верного ответа ввиду сложности вопроса. Так, например, при мелких частицах туманность, находящаяся перед звездой, должна быть голубее, чем освещающая ее звезда, если коэффициент рассеяния растет с уменьшением длины волны. Между тем, например, голубизна туманности Лебеда (ее показатель цвета  $-0,^m5$ ), освещенной звездой с показателем цвета  $-0^m,2$ , оказалась впоследствии обусловленной примесью газа, излучающего линию  $\lambda 3727 \text{ \AA}$  [O II]. Если туманность лежит позади звезды, то ее цвет будет сходен с цветом звезды. Для крупных частиц, не производящих избирательного рассеяния света, надо учитывать закон фазы. Так, частички в стороне от звезды наблюдателю должны представляться не полностью освещенными.

Цвет и характер свечения пылевой туманности зависят от состава частиц (металлические они или диэлектрики) и от распределения частиц по размерам, так как для частиц разного размера индикатриса рассеяния различна и у диэлектриков альbedo выше. Для частиц диаметром более  $0,1 \text{ мкм}$  большая часть падающего света отражается назад, для много меньших частиц большая часть света рассеивается вперед.

В результате сопоставления теории с наблюдениями вывод получается в пользу преобладания частиц размером около  $0,5 \text{ мкм}$  с высоким альbedo (около 0,7).

В спектрах диффузных туманностей нередко наблюдается и непрерывный спектр, и линии излучения. В ряде случаев, как, например, в туманности Ориона, непрерывный спектр, несомненно, обусловлен пылью. Г. А. Шайн,



Рис. 135.

В. Ф. Газе и С. Б. Пикельнер изучили по снимкам со светофильтрами около четырех десятков диффузных туманностей. Они нашли в дополнение к прежним спектрофотометрическим исследованиям, что нельзя строго разграничить газовые и пылевые туманности и что, как показывают подсчеты, заметное количество пыли может находиться и в эмиссионных туманностях без того, чтобы непрерывный спектр отраженного света был заметен. Наряду с этим во многих газовых туманностях обнаруженный еще ранее непрерывный спектр должен иметь особое газовое происхождение. Долгое время непрерывный спектр, заметный и в ряде планетарных туманностей, в которых пыли, безусловно, нет, не получал удовлетворительного объяснения. А. Я. Киппер и другие авторы, по-видимому, правильно объяснили его или часть его двухфотонным излучением с метастабильного уровня водорода. В слабых эмис-

сионных туманностях двухфотонное излучение водорода и свет звезды, рассеянный пылью, по-видимому, сравнимы по интенсивности.

В ярких газовых туманностях наблюдаются пятна и прожилки темной пылевой материи, в светлой массе туманности бывают видны вторжения, за свою форму названные слоновыми хоботами. Предполагают, что они образуются при взаимодействии горячих и холодных масс газа, содержащих и пыль, когда образуются ударные волны.

Темные туманности нередко имеют «серебристые края». Некоторые объясняют их тем, что здесь газ нагревается до свечения при соударении вдоль фронта ударной волны, или тем, что на краях вследствие несимметричности у индикатрисы рассеяния пылевых частиц в глаз наблюдателя попадает больше отраженного света.

С некоторыми звездами, чаще всего со звездами типа Т Тау, связаны маленькие кометообразные туманности, обращенные обычно своим острием к звезде. Их спектры имеют смешанный тип. По мнению В. А. Амбарцумяна, непрерывный компонент их спектра вызван не пылью и не двухфотонным излучением водорода, а выбросом дозвездного вещества из звезд, которые, как считают, находятся еще в процессе своего формирования.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВАМ XII, XIII

1. Aller L., Gaseous nebulae, London, 1956.
  2. Амбарцумян В. А. и др., Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952, § 36.
  3. Dufay J., Nébuleuses galactiques et matière interstellaire, Paris, 1954.
  4. Воронцов-Вельяминов Б. А., Газовые туманности и новые звезды, Изд-во АН СССР, 1948.
  5. Гурзadyн Г. А., Планетарные туманности, Физматгиз, 1962.
  6. Мензел Д., Бэкер Д., Аллер Л., Шортли Д., Хэбб М., Гольдберг Л., Физические процессы в газовых туманностях, Изд-во иностр. лит-ры, 1954.
  7. Проблемы космической аэродинамики, М., 1954.
-

## ЧАСТЬ ПЯТАЯ

# ТЕОРИЯ ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР И ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ

---

Основой теоретической астрофизики является теория образования спектров небесных тел. Благодаря достижениям квантовой механики, рассчитавшей оптические свойства многих атомов и молекул, а также вследствие появления новых методов в теории рассеяния излучения, теория возникновения указанных спектров достигла в последние годы значительных успехов. Одновременно был накоплен большой наблюдательный материал о спектрах небесных тел, который мог быть подвергнут теоретической интерпретации. Все это вместе взятое чрезвычайно расширило наши знания о физических процессах, происходящих в различных космических объектах.

Здесь мы изложим теорию образования спектров звезд и газовых туманностей, а также кратко сообщим о выводах, которые были сделаны из сравнения теории с наблюдениями. Теоретические вопросы, касающиеся спектров Солнца, планет, комет и межзвездной среды, будут освещены в соответствующих разделах книги.

Данный раздел состоит из четырех глав. В главе XIV рассматриваются звездные фотосферы, т. е. те слои звезды, где возникает непрерывный спектр. Глава XV посвящена звездным атмосферам, дающим спектральные линии. В этих двух главах мы будем в качестве первого приближения пользоваться предположением о локальном термодинамическом равновесии (например, будем считать, что распределение атомов по состояниям дается формулами Больцмана и Саха). Возможность пользования указанным предположением сильно облегчает расчет звездных спектров.

В главе XVI рассматриваются физические процессы в газовых туманностях. Спектр туманностей состоит из отдельных ярких линий на слабом непрерывном фоне. Свечение туманности в видимой части спектра происходит за счет высокочастотного излучения звезды. В данном случае пользоваться предположением о термодинамическом равновесии уже нельзя. Однако вследствие чрезвычайно малой плотности излучения и вещества в туманностях рассмотрение физических процессов в них все же не вызывает больших трудностей.

Глава XVII посвящена звездам с яркими спектральными линиями. Из таких звезд происходит выбрасывание вещества, вследствие чего вокруг них образуются расширяющиеся оболочки. Процесс свечения этих оболочек не отличается в принципе от процесса свечения туманностей, однако характеризуется большей сложностью.

Сведения из теоретической физики, которыми мы наиболее часто будем пользоваться в дальнейшем, даны в первой главе первого тома настоящего курса.

---

## Г Л А В А XIV

### ЗВЕЗДНЫЕ ФОТОСФЕРЫ

§ 82. Лучистое равновесие звездной фотосферы. Фотосферой звезды называется слой, от которого до наблюдателя доходит излучение в непрерывном спектре. Ниже фотосферы находятся недоступные для наблюдений недра звезды, выше расположена атмосфера, дающая линейчатый спектр. Разумеется, разделение поверхностных слоев звезды на фотосферу и атмосферу является искусственным, однако в некоторых случаях оно весьма удобно и мы им будем пользоваться.

Основной задачей теории фотосфер является рассмотрение поля излучения в фотосфере звезды. В частности, теория должна давать распределение энергии в непрерывном спектре звезды. Из сравнения теоретических спектров с наблюдаемыми делаются заключения о физическом устройстве звездных фотосфер.

В основу теории фотосфер кладутся следующие предположения:

1. В фотосфере нет источников и стоков энергии. Точнее говоря, энергия вырабатывается в недрах звезды и через фотосферу переносится наружу. Это предположение не вызывает сомнений, так как физические условия в фотосферах не сильно отличаются от условий, достижимых в земных лабораториях, а при таких условиях выработка огромных количеств энергии невозможна.

2. Перенос энергии из звездных недр наружу осуществляется путем лучеиспускания. Подсчеты показывают, что в условиях звездных фотосфер перенос энергии путем теплопроводности и конвекции не играет большой роли.

3. Звезда находится в стационарном состоянии. Это предположение не может быть принято только для очень небольшой группы звезд, обнаруживающих быстрые изменения блеска и спектра (например, для новых звезд). Однако такие звезды мы пока рассматривать не будем.

Про среду, в которой осуществляются перечисленные предположения, говорят, что она находится в состоянии лучистого равновесия, а теорию, основанную на этих предположениях, называют теорией лучистого равновесия. Следовательно, в дальнейшем мы будем заниматься теорией лучистого равновесия звездных фотосфер.

Напишем основные уравнения теории. Как уже сказано, в состоянии лучистого равновесия перенос энергии осуществляется лучеиспусканием. Поэтому мы должны воспользоваться уравнением переноса лучистой энергии. Это уравнение имеет вид (см. том I, гл. 1):

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = \varepsilon_{\nu} - \alpha_{\nu} I_{\nu}, \quad (1)$$

где  $I_{\nu}$  — интенсивность излучения,  $\varepsilon_{\nu}$  — коэффициент излучения,  $\alpha_{\nu}$  — коэффициент поглощения (в частоте  $\nu$ ). Уравнение (1) показывает, как меняется интенсивность излучения на пути  $s$ .

В состоянии лучистого равновесия каждый элементарный объем излучает столько энергии, сколько он поглощает. Так как количество энергии, поглощаемое единичным объемом со всех сторон и во всех частотах, равно

$$\int_0^{\infty} \alpha_{\nu} d\nu \int I_{\nu} d\omega,$$

а количество энергии, излучаемое этим объемом во все стороны и во всех частотах, равно

$$4\pi \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu} d\nu,$$

то мы имеем:

$$4\pi \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu} d\nu = \int_0^{\infty} \alpha_{\nu} d\nu \int I_{\nu} d\omega. \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) представляют собой основные уравнения теории лучистого равновесия звездных фотосфер.

На первоначальном этапе развития теории делалось предположение, что коэффициент поглощения не зависит от частоты. Мы сначала также сделаем это предположение (т. е. будем считать, что  $\alpha_{\nu} = \alpha$ ). В таком случае, проинтегрировав уравнение (1) по всем частотам и обозначив

$$\int_0^{\infty} I_{\nu} d\nu = I, \quad \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu} d\nu = \varepsilon, \quad (3)$$

получаем:

$$\frac{dI}{ds} = \varepsilon - \alpha I. \quad (4)$$

Что же касается уравнения (2), то оно принимает вид

$$4\pi\varepsilon = \alpha \int I d\omega. \quad (5)$$

Входящие в уравнения (4) и (5) величины  $\alpha$  и  $\varepsilon$  являются функциями только от расстояния  $r$  от центра звезды, а интегральная интенсивность излучения  $I$  — функцией от расстояния  $r$  и от угла  $\vartheta$  между радиусом-вектором и направлением луча. Учитывая это, мы можем переписать уравнение (4) в виде:

$$\cos \vartheta \frac{\partial I}{\partial r} - \frac{\sin \vartheta}{r} \frac{\partial I}{\partial \vartheta} = \varepsilon - \alpha I. \quad (6)$$

Однако уравнение переноса излучения в форме (6) следует применять только для звезд с протяженными фотосферами (например, для звезд типа Вольфа—Райе), которые будут рассмотрены особо. У подавляющего же большинства «обычных» звезд (в частности, у Солнца) толщина фотосферы весьма мала по сравнению с радиусом звезды. Поэтому для обычных звезд можно пренебречь кривизной фотосферных слоев, т. е. считать эти слои плоско-параллельными. В таком случае угол  $\vartheta$  не будет меняться вдоль луча и вместо уравнения (6) будем иметь

$$\cos \vartheta \frac{\partial I}{\partial r} = \varepsilon - \alpha I. \quad (7)$$

Заметим, что уравнение (7) получается непосредственно из уравнения (4) заменой  $ds = dr \sec \vartheta$  (рис. 136).

Для упрощения уравнений (5) и (7) перейдем от независимой переменной  $r$  к новой независимой переменной, так называемой оптической глубине  $\tau$ :

$$\tau = \int_r^{\infty} \alpha dr. \quad (8)$$

Кроме того, обозначим

$$\frac{\varepsilon}{\alpha} = B. \quad (9)$$

Тогда уравнения (5) и (7) переписываются в виде

$$\left. \begin{aligned} B &= \int I \frac{d\omega}{4\pi}, \\ \cos \vartheta \frac{dI}{d\tau} &= I - B. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

В системе уравнений (10) величина  $B$  является функцией от  $\tau$ , а величина  $I$  — функцией от  $\tau$  и  $\vartheta$ . Учитывая, что в сферической системе координат элемент телесного угла равен  $d\omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ , и производя интегрирование по  $\varphi$  в пределах от 0 до  $2\pi$ , вместо (10) получаем:

$$\left. \begin{aligned} B(\tau) &= \frac{1}{2} \int_0^{\pi} I(\tau, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta, \\ \cos \vartheta \frac{dI(\tau, \vartheta)}{d\tau} &= I(\tau, \vartheta) - B(\tau). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Таким образом, теория лучистого равновесия звездных фотосфер при коэффициенте поглощения, не зависящем от частоты, сводится к решению системы уравнений (11).

Система уравнений (11) и аналогичные ей системы уравнений, весьма часто встречающиеся в астрофизике, были предметом многочисленных исследований. Для решения таких систем разработан ряд методов. Мы сейчас рассмотрим некоторые из них.

Первый приближенный метод [1, 2]. Введем в рассмотрение среднюю интенсивность излучения, идущего снизу вверх, и среднюю интенсивность излучения, идущего сверху вниз. Обозначая эти величины соответственно через  $I_1(\tau)$  и  $I_2(\tau)$ , имеем:

$$I_1(\tau) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} I(\tau, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta, \quad I_2(\tau) = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} I(\tau, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta. \quad (12)$$

При помощи величин  $I_1$  и  $I_2$  первое из уравнений (11) переписывается так:

$$B(\tau) = \frac{1}{2} [I_1(\tau) + I_2(\tau)]. \quad (13)$$

Умножим второе из уравнений (11) на  $\sin \vartheta d\vartheta$  и проинтегрируем

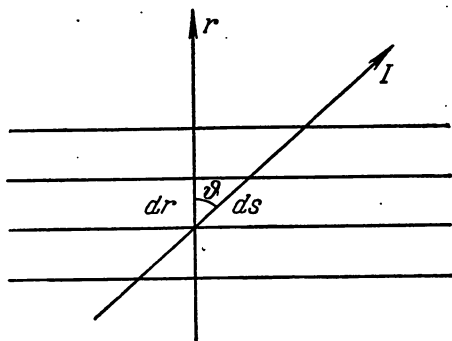


Рис. 136.



в пределах от 0 до  $\frac{\pi}{2}$ . Получаем:

$$\frac{d}{d\tau} \int_0^{\frac{\pi}{2}} I(\tau, \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = I_1(\tau) - B(\tau). \quad (14)$$

Интеграл в левой части этого уравнения приближенно представим в виде

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} I(\tau, \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \frac{1}{2} I_1(\tau), \quad (15)$$

т. е. вынесем за знак интеграла среднее значение  $\cos \vartheta$  в верхней полушере, равное  $\frac{1}{2}$ . Тогда вместо (14) будем иметь

$$\frac{1}{2} \frac{dI_1(\tau)}{d\tau} = I_1(\tau) - B(\tau). \quad (16)$$

Умножая второе из уравнений (11) на  $\sin \vartheta d\vartheta$  и интегрируя в пределах от  $\frac{\pi}{2}$  до  $\pi$ , аналогично получаем:

$$-\frac{1}{2} \frac{dI_2(\tau)}{d\tau} = I_2(\tau) - B(\tau). \quad (17)$$

Таким образом, систему уравнений (11) мы приближенно заменили системой уравнений (13), (16) и (17), решаемой весьма просто.

Складывая почленно уравнения (16) и (17) и пользуясь (13), находим:

$$I_1(\tau) - I_2(\tau) = F, \quad (18)$$

где  $F$  — постоянная. Вычитая (17) из (16) и учитывая (18), получаем:

$$I_1(\tau) + I_2(\tau) = 2F\tau + C, \quad (19)$$

где  $C$  — новая постоянная.

Легко выяснить физический смысл постоянной  $F$ . Поток излучения в принятом приближении равен

$$H = \int I \cos \vartheta d\omega = 2\pi \left( \frac{1}{2} I_1 - \frac{1}{2} I_2 \right) = \pi (I_1 - I_2). \quad (20)$$

Сравнивая (18) и (20), находим:

$$H = \pi F. \quad (21)$$

Формула (21) выражает условие постоянства потока излучения в фотосфере. Оно есть следствие отсутствия в фотосфере источников и стоков энергии. Постоянная  $F$  определяется значением потока излучения на границе звезды, т. е. находится из наблюдений.

Для определения постоянной  $C$  надо использовать тот факт, что на границе звезды (при  $\tau=0$ ) отсутствует излучение, идущее сверху вниз. Находя из (18) и (19)  $I_2(\tau)$  и учитывая, что  $I_2(0)=0$ , получаем:

$$C = F.$$

Подставляя найденное значение  $C$  в (19), мы определяем сумму  $I_1 + I_2$ , а подставляя эту сумму в (13), получаем следующее выражение для функции  $B(\tau)$ :

$$B(\tau) = F \left( \tau + \frac{1}{2} \right). \quad (22)$$

Если функция  $B(\tau)$  известна, то с помощью второго из уравнений (11) легко определяется и интенсивность излучения  $I(\tau, \vartheta)$ . Тем самым получается полное решение задачи.

Второй приближенный метод [3]. Возьмем основные уравнения в форме (10). Проинтегрируем второе из этих уравнений по всем телесным углам. Принимая во внимание первое уравнение, получаем:

$$\frac{dH}{d\tau} = 0.$$

Мы снова видим, что поток излучения в фотосфере постоянен.

Умножая второе уравнение на  $\cos \vartheta$  и интегрируя по всем телесным углам, находим:

$$\frac{d}{d\tau} \int I \cos^2 \vartheta d\omega = H. \quad (23)$$

Вынесем среднее значение  $\cos^2 \vartheta$ , равное  $\frac{1}{3}$ , за знак интеграла. В этом приближении при учете первого уравнения получаем:

$$\frac{4\pi}{3} \frac{dB}{d\tau} = H. \quad (24)$$

Отсюда следует:

$$B = \frac{3}{4\pi} H\tau + C, \quad (25)$$

где  $C$  — постоянная.

Для нахождения постоянной  $C$  воспользуемся граничным условием. Легко видеть, что на границе звезды

$$B(0) = \frac{1}{2} I_1(0), \quad H = \pi I_1(0)$$

[см. уравнения (13) и (20)]. Поэтому имеем:

$$B(0) = \frac{H}{2\pi}. \quad (26)$$

С помощью (26) из (25) получаем:

$$C = \frac{H}{2\pi}.$$

Подставляя это значение  $C$  в (25) и учитывая (24), окончательно находим:

$$B(\tau) = F \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{4} \tau \right). \quad (27)$$

Мы видим, что выражение (27) для функции  $B(\tau)$  не сильно отличается от выражения (22), найденного предыдущим методом.

Сведение к интегральному уравнению. Наиболее естественный путь для получения точного решения системы уравнений (11) состоит в следующем. Решим второе из этих уравнений относительно  $I(\tau, \vartheta)$  и подставим найденное выражение для  $I(\tau, \vartheta)$  в первое уравнение. Тогда мы получим линейное интегральное уравнение для определения функции  $B(\tau)$ .

Второе из уравнений (11) дает:

$$I(\tau, \vartheta) = \int_{\tau}^{\infty} B(\tau') e^{-(\tau'-\tau) \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau' \quad \left( \vartheta < \frac{\pi}{2} \right), \quad (28)$$

$$I(\tau, \vartheta) = - \int_0^{\tau} B(\tau') e^{-(\tau'-\tau) \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau' \quad \left( \vartheta > \frac{\pi}{2} \right). \quad (29)$$

Подставляя эти выражения для  $I(\tau, \vartheta)$  в первое из уравнений (11) и меняя порядок интегрирования, получаем:

$$B(\tau) = \frac{1}{2} \int_{\tau}^{\infty} B(\tau') d\tau' \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-(\tau'-\tau) \sec \vartheta} \sec \vartheta \sin \vartheta d\vartheta - \\ - \frac{1}{2} \int_0^{\tau} B(\tau') d\tau' \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} e^{-(\tau'-\tau) \sec \vartheta} \sec \vartheta \sin \vartheta d\vartheta.$$

Положим  $\sec \vartheta = x$  в первом интеграле и  $-\sec \vartheta = x$  во втором. Учитывая, что  $\sec \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \frac{dx}{x}$ , вместо предыдущего уравнения находим:

$$B(\tau) = \frac{1}{2} \int_{\tau}^{\infty} B(\tau') d\tau' \int_1^{\infty} e^{-(\tau'-\tau)x} \frac{dx}{x} + \frac{1}{2} \int_0^{\tau} B(\tau') d\tau' \int_0^{\infty} e^{-(\tau-\tau')x} \frac{dx}{x}. \quad (30)$$

Так как показатели в обеих экспонентах могут быть представлены в виде  $-|\tau - \tau'|x$ , то уравнение (30) короче записывается так:

$$B(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} B(\tau') d\tau' \int_1^{\infty} e^{-|\tau - \tau'|x} \frac{dx}{x}. \quad (31)$$

Ядро уравнения (31) есть интегральная показательная функция, определяемая равенством

$$Eiz = \int_1^{\infty} e^{-zx} \frac{dx}{x}. \quad (32)$$

Заметим, что функция  $E_{iz}$  при  $z=0$  имеет логарифмическую особенность, а при  $z \rightarrow \infty$  стремится к нулю как  $\frac{e^{-z}}{z}$ .

С помощью (32) интегральное уравнение для определения функции  $B(\tau)$  окончательно записывается в следующем виде:

$$B(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} Ei|\tau - \tau'| B(\tau') d\tau'. \quad (33)$$

Интегральное уравнение (33) рассматривалось многими авторами. Наиболее полное исследование принадлежит Хопфу [4]. Он нашел, что точное решение уравнения (33) имеет вид

$$B(\tau) = \frac{3}{4} F[\tau + q(\tau)], \quad (34)$$

где  $q(\tau)$  — функция, меняющаяся в небольших пределах между

$$q(0) = \frac{1}{\sqrt{3}} = 0,58 \quad \text{и} \quad q(\infty) = 0,71.$$

Представляет интерес сравнение полученных выше приближенных выражений для функции  $B(\tau)$  с точным выражением (34). Из сравнения формул (27) и (34) мы видим, что обе эти формулы на больших оптических глубинах дают одинаковые результаты. На границе звезды приближенная

формула (27) дает для функции  $B$  значение

$$B(0) = \frac{F}{2}$$

вместо точного значения

$$B(0) = \frac{\sqrt{3}}{4} F.$$

Сведение к системе дифференциальных уравнений. Недавно Чандрасекар разработал новый метод решения различных задач теории лучистого равновесия. Подробное изложение этого метода дано в его книге [5]. Здесь мы коротко рассмотрим этот метод применительно к решению системы уравнений (11).

Положим  $\cos\vartheta = \eta$  и перепишем систему уравнений (11) в виде

$$\left. \begin{aligned} B(\tau) &= \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I(\tau, \eta') d\eta', \\ \eta \frac{dI(\tau, \eta)}{d\tau} &= I(\tau, \eta) - B(\tau). \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Представим интеграл, входящий в уравнения, в виде суммы согласно формуле Гаусса для численных квадратур:

$$\int_{-1}^{+1} I(\tau, \eta) d\eta = \sum_{j=-n}^n a_j I(\tau, \eta_j). \quad (36)$$

Здесь  $\eta_{-n}, \dots, \eta_{-1}, \eta_1, \dots, \eta_n$  ( $\eta_{-j} = -\eta_j$ ) — корни полинома Лежандра  $P_{2n}(\eta)$  и  $a_j$  — некоторые весовые множители ( $a_j = a_{-j}$ ). Представление (36) тем точнее, чем больше взято число  $n$ .

В  $n$ -м приближении уравнения (35) заменяются системой линейных дифференциальных уравнений порядка  $2n$ :

$$\eta_i \frac{dI_i}{d\tau} = I_i - \frac{1}{2} \sum a_j I_j \quad (i = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n). \quad (37)$$

Произвольные постоянные, входящие в общее решение этой системы, находятся из следующих условий: отсутствуют члены, экспоненциально возрастающие с  $\tau$ ,  $I_{-i} = 0$  при  $\tau = 0$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ). Поток излучения считается величиной заданной, и это определяет еще одну постоянную.

Решим для примера систему уравнений (37) в первом приближении. При  $n = 1$  имеем:  $\eta_1 = -\eta_{-1} = \frac{1}{\sqrt{3}}$ ,  $a_1 = a_{-1} = 1$ . Поэтому вместо (37) получаем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dI_1}{d\tau} &= I_1 - \frac{1}{2} (I_1 + I_2), \\ -\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dI_{-1}}{d\tau} &= I_{-1} - \frac{1}{2} (I_1 + I_2). \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

Решение системы (38) при указанных выше граничных условиях приводит к следующему выражению для функции  $B(\tau)$ :

$$B(\tau) = \frac{3}{4} F \left( \tau + \frac{1}{\sqrt{3}} \right). \quad (39)$$

Интересно отметить, что эта простая формула дает точные значения  $B(\tau)$  не только при больших значениях  $\tau$  [как и формула (27)], но и при  $\tau = 0$ . Это

свойство решения, оказывается, сохраняется и при последующих приближениях.

§ 83. Распределение яркости по диску звезды. Полученные выше результаты позволяют определить интенсивность излучения на любой оптической глубине. В частности, мы можем вычислить интенсивность излучения, выходящего из звезды, т. е. величину  $I(0, \vartheta)$ . Легко видеть, что интенсивность излучения, выходящего из звезды под углом  $\vartheta$  к нормали, есть яркость диска звезды на угловом расстоянии  $\vartheta$  от центра (рис. 137).

В предыдущем параграфе были получены формулы (28) и (29), выражающие интенсивность излучения  $I(\tau, \vartheta)$  через функцию  $B(\tau)$ . Чтобы найти интенсивность излучения, выходящего из звезды, надо в формуле (28), дающей интенсивность излучения, идущего снизу вверх (т. е. при  $\vartheta < \frac{\pi}{2}$ ), положить  $\tau = 0$ . Делая это и заменяя переменную интегрирования  $\tau'$  на  $\tau$ , получаем:

$$I(0, \vartheta) = \int_0^{\infty} B(\tau) e^{-\tau \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau. \quad (40)$$

Найдем сначала, каким будет распределение яркости по диску звезды в тех случаях, когда для  $B(\tau)$  берутся выражения, да-

ваемые изложенными выше приближенными методами. Подставляя в (40) сначала выражение (22), а затем выражение (27), находим соответственно

$$I(0, \vartheta) = F \left( \frac{1}{2} + \cos \vartheta \right) \quad (41)$$

и

$$I(0, \vartheta) = F \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{4} \cos \vartheta \right). \quad (42)$$

Из формул (41) и (42) следует, что яркость в центре диска значительно больше яркости на краю [в три раза по формуле (41) и в 2,5 раза по формуле (42)]. Такой результат вполне понятен, так как в центре диска излучение выходит эффективно из более глубоких слоев фотосферы, чем на краю.

Перейдем теперь к нахождению точного закона падения яркости на диске звезды. Разумеется, этот закон можно получить, подставив в формулу (40) точное выражение для функции  $B(\tau)$ . Представляет, однако, интерес то обстоятельство, что точный закон падения яркости на диске звезды может быть получен без знания функции  $B(\tau)$ . Впервые на такую возможность указал В. А. Амбарцумян.

Занимаясь теорией рассеяния света в планетных атмосферах, В. А. Амбарцумян разработал метод, позволяющий находить интенсивность выходящего из атмосферы излучения без рассмотрения поля излучения во внутренних слоях атмосферы. Основой метода является следующий «принцип инвариантности»: отражательная способность среды бесконечно большой оптической толщины не изменится, если к ней добавить слой с теми же оптическими свойствами, что и вся среда. Рассмотрение процессов, происходящих в добавочном слое бесконечно малой оптической толщины, приводит к некоторым функциональным уравнениям для определения интенсивности излучения, выходящего из среды.

К сожалению, мы лишены возможности подробно изложить здесь метод В. А. Амбарцумяна. Скажем только, что применение этого метода к решению рассматриваемой задачи о распределении яркости по диску звезды привело к следующему результату [6, 7]. Если обозначить через  $\varphi(\eta)$  отношение

яркости диска на угловом расстоянии  $\vartheta = \arccos \eta$  от центра к яркости на краю, то для определения функции  $\varphi(\eta)$  будет служить следующее функциональное уравнение:

$$\varphi(\eta) = 1 + \varphi(\eta) \frac{\eta}{2} \int_0^1 \frac{\varphi(\eta')}{\eta + \eta'} d\eta'. \quad (43)$$

Уравнение (43) легко решается численно. Результаты решения даны в табл. 1. Отметим, что согласно этой таблице точное значение отношения яркости центра диска к яркости края равно 2,91.

Таблица 1

| $\eta$          | 0    | 0,1  | 0,2  | 0,3  | 0,4  | 0,5  | 0,6  | 0,7  | 0,8  | 0,9  | 1,0  |
|-----------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\varphi(\eta)$ | 1,00 | 1,25 | 1,45 | 1,64 | 1,83 | 2,01 | 2,19 | 2,38 | 2,55 | 2,73 | 2,91 |

Другой способ нахождения интенсивности выходящего из среды излучения без рассмотрения процессов внутри среды был предложен автором [8]. Этот способ состоит в получении линейных интегральных уравнений для интенсивности излучения, отраженного или пропущенного средой, непосредственно из основных уравнений теории лучистого равновесия.

Умножим первое из уравнений (35) на  $e^{-\frac{\tau}{\eta}} \frac{d\tau}{\eta}$  и проинтегрируем в пределах от 0 до  $\infty$ . Получаем:

$$I(0, \eta) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\eta' \int_0^{\infty} I(\tau, \eta') e^{-\frac{\tau}{\eta}} \frac{d\tau}{\eta}. \quad (44)$$

Заменяя во втором из уравнений (35)  $\eta$  на  $\eta'$ , умножая на  $e^{-\frac{\tau}{\eta'}} \frac{d\tau}{\eta'}$  и интегрируя в пределах от 0 до  $\infty$ , находим:

$$\int_0^{\infty} I(\tau, \eta') e^{-\frac{\tau}{\eta}} \frac{d\tau}{\eta} = \frac{\eta' I(0, \eta') - \eta I(0, \eta)}{\eta' - \eta}. \quad (45)$$

Подстановка (45) в (44) при учете того, что  $I(0, \eta') = 0$  при  $\eta' < 0$ , дает

$$I(0, \eta) \left( 1 - \frac{\eta}{2} \lg \frac{1+\eta}{1-\eta} \right) = \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\eta'}{\eta' - \eta} I(0, \eta') d\eta'. \quad (46)$$

Решение полученного линейного интегрального уравнения с ядром типа Коши может быть найдено в явном виде, однако на этом мы не будем останавливаться.

Приведенный выше теоретический закон распределения яркости по диску звезды в общем подтверждается наблюдательными данными. Эти данные получены в основном при изучении Солнца. Некоторые сведения о потемнении диска звезды при переходе от центра к краю дает также анализ кри-вых блеска затменных переменных.

Подчеркнем, что в настоящем параграфе речь шла об интегральных (т. е. проинтегрированных по всему спектру) яркостях. Наблюдения же дают не только распределение по диску звезды интегральной яркости, но и распределение яркости в различных длинах волн. Теоретическое рассмотрение

вопроса о законе потемнения диска звезды в различных длинах волн будет сделано ниже.

§ 84. Распределение энергии в непрерывном спектре звезды. Сделанное выше предположение о лучистом равновесии в звездных фотосферах безусловно справедливо для всех стационарных звезд. Однако детальная разработка теории фотосфер, связанная с рассмотрением поля излучения в разных частотах, при одном этом предположении встречает большие трудности. К счастью, условия в фотосферах позволяют сделать также другое, сильно упрощающее теорию предположение — гипотезу о локальном (местном) термодинамическом равновесии.

Эта гипотеза грубо обосновывается так. Как известно, термодинамическое равновесие осуществляется внутри полости, имеющей постоянную температуру. Возьмем в некотором месте фотосферы объем с оптическим радиусом порядка единицы. Можно считать, что в центральную часть объема будет доходить излучение почти исключительно из этого объема. В силу же большой непрозрачности звездной материи указанный объем будет мал. Поэтому условия внутри объема будут мало отличаться от условий внутри упомянутой выше полости.

Несомненно, что гипотеза о локальном термодинамическом равновесии вполне применима к глубоким слоям фотосферы (с оптической глубиной порядка нескольких единиц). Вопрос же о применимости этой гипотезы к внешним слоям фотосферы требует специальных исследований. Проведение таких исследований показало, что рассмотрение поля излучения в фотосферах «обычных» звезд может основываться на гипотезе о локальном термодинамическом равновесии. Как мы увидим дальше, к такому выводу приводит и сравнение теоретического распределения энергии в спектрах звезд, полученного на основе рассматриваемой гипотезы, с наблюдениями.

Однако предположение о локальном термодинамическом равновесии нельзя применять к некоторым классам «аномальных» звезд. К ним относятся, например, звезды типа Вольфа—Райе, обладающие протяженными оболочками. Такие звезды будут нами рассмотрены особо (см. гл. XVII).

Гипотеза о локальном термодинамическом равновесии означает, что в каждом месте фотосферы имеется своя температура, определяющая распределение атомов по состояниям и излучения по частотам. В частности, при указанной гипотезе в каждом месте фотосферы должна выполняться определенная зависимость между интегральной плотностью излучения  $\rho$  и температурой  $T$ , а именно:

$$\rho = aT^4, \quad (47)$$

где  $a$  — постоянная Стефана. Так как теория лучистого равновесия дает связь между плотностью излучения  $\rho$  и оптической глубиной  $\tau$ , то при помощи формулы (47) можно получить температуру  $T$  в виде функции от  $\tau$ .

Как известно, плотность излучения равна

$$\rho = \frac{1}{c} \int I d\omega, \quad (48)$$

где  $c$  — скорость света. Сравнение этой формулы с первой из формул (10) дает

$$\rho = \frac{4\pi}{c} B. \quad (49)$$

Возьмем для  $B$  приближенное выражение (27). Подставляя его в (49), находим:

$$\rho = \frac{4\pi F}{c} \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{4} \tau \right). \quad (50)$$

Из сравнения формулы (47) с (50) следует

$$T^4 = \frac{4\pi F}{ac} \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{4} \tau \right). \quad (51)$$

Поток излучения  $\pi F$  удобно представить как поток излучения с поверхности абсолютно черного тела некоторой температуры  $T_e$ . Иными словами, удобно положить:

$$\pi F = \sigma T_e^4, \quad (52)$$

где  $\sigma = \frac{ac}{4}$ . Температура  $T_e$  называется эффективной температурой звезды. Со светимостью звезды  $L$  и ее радиусом  $R$  она связана соотношением

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4. \quad (53)$$

Подставляя формулу (52) в (51), получаем:

$$T^4 = T_e^4 \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{4} \tau \right). \quad (54)$$

Это — окончательный вид формулы, связывающей температуру  $T$  с оптической глубиной  $\tau$ .

Из формулы (54) следует, что поверхностная температура звезды равна

$$T_0 = \frac{T_e}{\sqrt[4]{2}} = 0,841 T_e.$$

Эта формула приближенная, так как при ее получении было использовано приближенное выражение для функции  $B(\tau)$ . Точная связь между  $T_0$  и  $T_e$  такова:  $T_0 = 0,811 T_e$ .

При гипотезе о локальном термодинамическом равновесии в каждом месте фотосферы должен выполняться закон Кирхгофа — Планка:

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}. \quad (55)$$

Пользуясь этим законом и ранее полученными результатами теории лучистого равновесия, мы можем найти распределение энергии в непрерывном спектре звезды.

Обратимся к уравнению переноса излучения (1). Переходя в этом уравнении от переменной  $s$  к переменной  $r$ , получаем:

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu}{dr} = -\alpha_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu. \quad (56)$$

Введем вместо  $r$  оптическую глубину  $\tau_\nu$ , равную

$$\tau_\nu = \int_r^\infty \alpha_\nu dr.$$

Тогда уравнение (56) принимает вид

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \vartheta)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \vartheta) - B_\nu(\tau_\nu), \quad (57)$$

где  $B_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{\alpha}$ .



Из уравнения (57) находим следующее выражение для интенсивности излучения, выходящего из звезды:

$$I_{\nu}(0, \vartheta) = \int_0^{\infty} B_{\nu}(\tau_{\nu}) e^{-\tau_{\nu} \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau_{\nu}. \quad (58)$$

Подставляя в (58) выражения для  $B_{\nu}$ , даваемые законом Кирхгофа — Планка, получаем:

$$I_{\nu}(0, \vartheta) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\tau_{\nu} \sec \vartheta}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \sec \vartheta d\tau_{\nu}. \quad (59)$$

Формула (59) справедлива при любой зависимости коэффициента поглощения от частоты. Допустим сначала, как и раньше, что коэффициент поглощения не зависит от частоты (т. е.  $\tau_{\nu} = \tau$ ). В таком случае температура  $T$  будет выражаться через оптическую глубину  $\tau$  посредством соотношения (54) и вместо формулы (59) мы будем, следовательно, иметь

$$I_{\nu}(0, \vartheta) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\tau \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau}{e^{\frac{h\nu}{kT_0} \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{4} \tau \right)} - 1}. \quad (60)$$

Формула (60) дает, в частности, распределение яркости по диску звезды для данной частоты  $\nu$ . Сравнение теоретического распределения яркости по диску Солнца с наблюдаемым для разных частот показало удовлетворительное согласие между ними. Это говорит о том, что предположение о независимости коэффициента поглощения от частоты в наблюдаемой части спектра не является очень грубым для фотосферы Солнца.

Заметим, что вместо формулы (60) часто пользуются более простой формулой, полученной следующим путем. Возьмем в разложении функции  $B_{\nu}(T)$  по степеням  $\tau$  только два первых члена, т. е. положим

$$B_{\nu}(T) = B_{\nu}(T_0) (1 + \beta_{\nu} \tau), \quad (61)$$

где

$$\beta_{\nu} = \frac{1}{B_{\nu}(T_0)} \left[ \frac{dB_{\nu}}{dT} \frac{dT}{d\tau} \right]_{\tau=0} = \frac{3}{8} \frac{h\nu}{kT_0} \frac{1}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_0}}}. \quad (62)$$

Подставляя выражение (61) в (58), находим:

$$I_{\nu}(0, \vartheta) = B_{\nu}(T_0) (1 + \beta_{\nu} \cos \vartheta)$$

или

$$I_{\nu}(0, \vartheta) = I_{\nu}\left(0, \frac{\pi}{2}\right) (1 + \beta_{\nu} \cos \vartheta). \quad (63)$$

Однако надо иметь в виду, что использование формулы (63) может приводить к большим ошибкам вследствие малой точности представления (61).

При помощи формулы (60) может быть определен поток излучения, выходящий из звезды в частоте  $\nu$ . Для этого служит известное соотношение:

$$H_{\nu}(0) = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_{\nu}(0, \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (64)$$

Подставляя (60) в (64), получаем:

$$H_\nu(0) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \int_0^\infty \frac{Ei_2\tau d\tau}{e^{\frac{h\nu}{kT_e} \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}\tau\right)^{-\frac{1}{4}}} - 1}, \quad (65)$$

где

$$Ei_2\tau = \int_0^\infty e^{-\tau x} \frac{dx}{x^2}.$$

Поток излучения  $H_\nu(0)$  определяет распределение энергии в непрерывном спектре звезды. Он является основной теоретической величиной, сравниваемой с результатами наблюдений.

Вычисление потока излучения  $H_\nu(0)$  по формуле (65) привело к такому заключению. Теоретическое распределение энергии в непрерывном спектре звезды оказывается весьма близким к планковскому распределению при температуре, равной эффективной температуре звезды. Иными словами, поток излучения  $H_\nu(0)$  приближенно равен

$$H_\nu(0) = \pi \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_e}} - 1}. \quad (66)$$

Только в далекой ультрафиолетовой части спектра имеется значительный избыток излучения по сравнению с планковским, причем он растет с увеличением частоты  $\nu$ .

Наблюдения в свою очередь приводят к следующим результатам. Распределение энергии в непрерывном спектре звезд отличается от планковского распределения. Это отличие не очень велико для Солнца и звезд спектральных классов G и F, но очень велико для звезд спектральных классов A и B. Для звезд классов A и B спектрофотометрические температуры оказываются весьма различными в разных участках спектра. Например, звезды класса A0 имеют спектрофотометрическую температуру в области спектра до предела серии Бальмера (т. е. для частот, меньших частоты предела бальмеровской серии) порядка 15 000°, а в области спектра за пределом серии — порядка 11 000°. Характерной чертой спектров A и B являются также скачки интенсивности у предела серии Бальмера. Так, в спектрах звезд A0 интенсивность уменьшается примерно в три раза при переходе от частот, меньших частоты предела бальмеровской серии, к частотам, большим частоты этого предела.

Таким образом, мы должны констатировать большие расхождения между изложенной выше теорией и наблюдениями. Поскольку при выводе формулы (65) было сделано предположение о независимости коэффициента поглощения от частоты, можно думать, что отказ от этого предположения уменьшит указанное расхождение. В дальнейшем мы увидим, что теория звездных фотосфер, построенная с учетом зависимости коэффициента поглощения от частоты, находится в хорошем согласии с наблюдениями.

§ 85. Теория фотосферы при коэффициенте поглощения, зависящем от частоты. Сделанное выше предположение о независимости коэффициента поглощения от частоты в действительности, конечно, не осуществляется. На самом деле коэффициент поглощения является чрезвычайно сложной функцией от частоты, притом меняющей свой вид как при изменении глубины в фотосфере данной звезды, так и при переходе от одной звезды к другой. Поэтому разработка теории фотосферы с учетом зависимости коэффициента поглощения от частоты оказывается довольно трудным делом.

Сначала мы остановимся на математической стороне задачи, считая коэффициент поглощения  $\alpha_\nu$  известной функцией от частоты.

В первом приближении рассматриваемая задача может быть решена следующим образом. Возьмем основные уравнения теории лучистого равновесия звездных фотосфер, т. е. уравнения (1) и (2). Проинтегрируем уравнение (1) по всем частотам. Вводя обозначение

$$\bar{\alpha} = \frac{\int \alpha_\nu I_\nu d\nu}{\int I_\nu d\nu}, \quad (67)$$

получаем:

$$\frac{dI}{ds} = -\bar{\alpha}I + \epsilon. \quad (68)$$

Учитывая (67), переписываем уравнение (2) в виде

$$4\pi\epsilon = \bar{\alpha} \int I d\omega. \quad (69)$$

Введенная выше величина  $\bar{\alpha}$  представляет собой коэффициент поглощения, усредненный по частоте с весовым множителем  $I_\nu$ . Строго говоря, этот множитель является неизвестной функцией от частоты, зависящей притом от места и от направления. Однако для вычисления величины  $\bar{\alpha}$  мы приближенно будем считать, что интенсивность излучения  $I_\nu$  определяется формулой Планка с температурой, соответствующей данному месту фотосферы. В таком случае средний коэффициент поглощения  $\bar{\alpha}$  будет зависеть только от места в фотосфере.

В указанном приближении система уравнений (68) и (69) не будет отличаться от системы уравнений (4) и (5), полученной ранее при допущении о независимости коэффициента поглощения от частоты. Поэтому мы можем воспользоваться всеми результатами, которые были получены выше на основе решения системы уравнений (4) и (5). В частности, можем взять ту зависимость между температурой  $T$  и оптической глубиной  $\tau$ , которая дается, например, соотношением (27). Надо только иметь в виду, что в рассматриваемом случае оптическая глубина определяется формулой

$$\tau = \int_{\tau}^{\infty} \bar{\alpha} dr. \quad (70)$$

Наибольший интерес представляет вычисление распределения энергии в спектре звезды. Для таких вычислений мы должны воспользоваться формулой (59), определяющей величину  $I_\nu$  (0,  $\vartheta$ ) при произвольной зависимости коэффициента поглощения от частоты. Так как в указанной формуле температура зависит от  $\tau$ , а переменной интегрирования является  $\tau_\nu$ , то следует связать между собою величины  $\tau$  и  $\tau_\nu$ . Установить точную связь между  $\tau$  и  $\tau_\nu$  трудно вследствие изменения отношения  $\frac{\alpha_\nu}{\alpha}$  с глубиной. Однако приближенно мы можем положить

$$\tau_\nu = \int_r^{\infty} \alpha_\nu dr = \frac{\alpha_\nu}{\alpha} \int_r^{\infty} \bar{\alpha} dr = \frac{\alpha_\nu}{\alpha} \tau, \quad (71)$$

понимая под  $\frac{\alpha_\nu}{\alpha}$  значение этого отношения в самых поверхностных слоях звезды.

Учитывая соотношения (71) и (27), вместо формулы (59) получаем:

$$I_{\nu}(0, \vartheta) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{\alpha_{\nu}}{\alpha} \tau \sec \vartheta}}{e^{\frac{h\nu}{kT_e} \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}\tau\right)} - 1} \sec \vartheta \frac{\alpha_{\nu}}{\alpha} d\tau. \quad (72)$$

Изложенный приближенный способ определения поля излучения в фотосфере является довольно грубым. Однако он дает неплохие результаты в том случае, когда коэффициент поглощения сравнительно слабо зависит от частоты. Как мы увидим дальше, так обстоит дело, например, в фотосфере Солнца.

Строгая теория фотосфер должна основываться на совместном решении уравнений (1), (2) и (55). Переходя в уравнении (1) от переменной  $s$  к переменной  $r$ , переписываем эти уравнения в виде

$$\left. \begin{aligned} \cos \vartheta \frac{dI_{\nu}}{dr} &= -\alpha_{\nu} I_{\nu} + \varepsilon_{\nu}, \\ 4\pi \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu} d\nu &= \int_0^{\infty} \alpha_{\nu} d\nu \int I_{\nu} d\omega, \\ \frac{\varepsilon_{\nu}}{\alpha_{\nu}} &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

Входящий в уравнения (73) коэффициент поглощения  $\alpha_{\nu}$  зависит от температуры и плотности вещества. Так как распределение плотности вещества в фотосфере связано с распределением температуры и находится из условия механического равновесия, то к уравнениям (73) надо, вообще говоря, присоединить еще уравнение механического равновесия.

Однако коэффициент поглощения часто представляется в виде произведения двух функций, одна из которых зависит только от частоты  $\nu$  и температуры  $T$ , а другая — только от температуры  $T$  и плотности  $\rho$ , т. е.

$$\alpha_{\nu} = \Phi(\nu, T) \Psi(T, \rho). \quad (74)$$

Это дает возможность избежать нахождения распределения плотности в фотосфере путем введения вместо  $r$  новой независимой переменной  $\zeta$ , равной

$$\zeta = \int_r^{\infty} \Psi(T, \rho) dr. \quad (75)$$

В таком случае из трех уравнений (73) легко получается одно интегральное уравнение, определяющее температуру  $T$  в виде функции от  $\zeta$ . Постоянная, входящая в решение этого однородного уравнения, определяется из того условия, что задан полный поток излучения  $H$ .

Указанное интегральное уравнение является весьма сложным. Поэтому Э. Р. Мустелем [9] были предложены другие (приближенные) методы для решения системы уравнений (73) при условии (74).

Перейдем теперь к рассмотрению зависимости коэффициента поглощения от частоты. Так как в поверхностных слоях звезд самым распространенным элементом является водород, то можно думать, что он играет наибольшую роль в поглощении излучения. Поэтому остановимся прежде всего на поглощении излучения водородными атомами.

В предыдущем томе (гл. I, § 9) была получена следующая формула для объемного коэффициента поглощения, обусловленного атомами водорода:

$$\alpha_v = n_e n^+ \frac{2^4 \pi^2 e^6}{3 \sqrt{3} c h} \frac{kT}{(2\pi m kT)^2} \left[ 1 + 2 \frac{\chi_1}{kT} \sum_i \frac{e^{-\frac{\chi_i}{kT}}}{i^3} \right] \frac{1}{v^3} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}). \quad (76)$$

Здесь  $n_e$  и  $n^+$  — число свободных электронов и протонов в  $1 \text{ см}^3$  соответственно,  $\chi_i$  — энергия ионизации из  $i$ -го состояния. Первый член в квадратной скобке учитывает свободно-свободные переходы; второй член — связанно-свободные переходы (т. е. фотоионизации). Суммирование по  $i$  ведется с учетом того, что при ионизации из  $i$ -го состояния поглощаются кванты с энергией  $h\nu > \chi_i$ . Поэтому для области спектра за границей лаймановской серии суммирование надо начинать с  $i=1$ , для области спектра от границы балмеровской серии до границы лаймановской серии с  $i=2$  и т. д. При получении формулы (76) было принято, что распределение атомов по состояниям дается формулами Больцмана и Саха, т. е. было использовано предположение о термодинамическом равновесии.

Интересно выяснить, как меняется коэффициент поглощения с изменением температуры. Чтобы сделать это, надо принять во внимание, что в формулу (76) температура входит не только явно, но и через  $n^+$ . Поэтому к формуле (76) надо еще добавить ионизационную формулу

$$\frac{n_e n^+}{n_1} = \frac{(2\pi m kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_1}{kT}}, \quad (77)$$

позволяющую определить долю ионов из общего числа атомов в зависимости от  $T$ .

Если температура в фотосфере меньше  $7000-8000^\circ$ , то подавляющее большинство атомов водорода находится в нейтральном состоянии. Поэтому для получения явной зависимости  $\alpha_v$  от  $T$  надо в формуле (76) перейти от  $n_e n^+$  к числу нейтральных атомов  $n_1$  (которые практически равно полному числу атомов водорода). В этом случае имеем:

$$\alpha_v = n_1 \frac{2^4 \pi^2 e^6 h^2}{3 \sqrt{3} c} kT \left[ e^{-\frac{\chi_1}{kT}} + 2 \frac{\chi_1}{kT} \sum_i \frac{e^{-\frac{\chi_i - \chi_1}{kT}}}{i^3} \right] \frac{1}{v^3} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}). \quad (78)$$

Так как для водорода  $\frac{\chi_1}{k} = 157\,200$ , а  $\chi_i = \frac{\chi_1}{i^2}$ , то из формулы (78) мы видим, что в фотосферах звезд поздних спектральных классов водородные атомы поглощают излучение практически только за границей лаймановской серии. Объясняется это, разумеется, тем, что при низких температурах число атомов водорода в возбужденных состояниях ничтожно мало. Между тем кривая распределения излучения по частотам при низких температурах имеет максимум в инфракрасной части спектра. Поэтому мы заключаем, что в фотосферах звезд поздних классов поглощение излучения водородными атомами не играет существенной роли.

С увеличением температуры роль водородных атомов в поглощении излучения возрастает. Это вызывается как увеличением числа атомов в возбужденных состояниях, так и смещением максимума кривой распределения излучения по частотам в сторону больших частот. При температурах, превосходящих  $8000^\circ$ , для вычисления коэффициента поглощения  $\alpha_v$  надо пользоваться формулой (76), в которой можно считать, что числа  $n^+$  и  $n_e$  равны полному числу атомов водорода в  $1 \text{ см}^3$ . Как видно из этой формулы, при даль-

нейшем увеличении температуры коэффициент поглощения  $\alpha_\nu$  медленно убывает.

Вследствие количественного преобладания атомов водорода над атомами других элементов можно ожидать, что в фотосферах горячих звезд поглощение излучения производится преимущественно атомами водорода. Подробное рассмотрение вопроса показало, что именно так обстоит дело в фотосферах звезд с эффективными температурами порядка 10 000—20 000°. В фотосферах более горячих звезд существенную роль в поглощении излучения играют также атомы гелия.

Теория фотосфер звезд с эффективными температурами 10 000—20 000° была разработана Э. Р. Мустелем [9, 10]. Вследствие того, что выражение для коэффициента поглощения водородными атомами удовлетворяют условию (74), вычисления оказались не очень громоздкими.

На рис. 138 представлена теоретическая кривая распределения энергии в спектре звезды класса B2 ( $T_e = 20\,000^\circ$ ). Вместе с ней дана планковская кривая, соответствующая той же температуре  $T_e$  (площади под кривыми одинаковы и равны  $\frac{\sigma}{\pi} T_e^4$ ). Мы видим, что действительная кривая распределения энергии в спектре звезды весьма сильно отличается от планковской кривой.

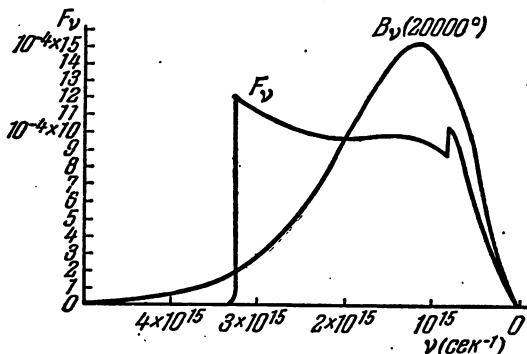


Рис. 138.

Особенно следует отметить наличие скачков у пределов серий. Это — следствие скачкообразного хода коэффициента поглощения. При переходе через предел серии от меньших частот к большим коэффициент поглощения скачком возрастает [в формуле (76) это соответствует появлению нового члена в суммировании по  $i$ ]. Поэтому, как видно из формулы (59), поток выходящего из звезды излучения при таком переходе должен скачком убывать.

Э. Р. Мустель из вычисленного им распределения энергии в спектре звезды получил величину скачка у предела серии Бальмера, а также спектрофотометрические температуры в областях спектра до и после этого предела. Напомним, что скачок определяется равенством

$$D = \lg \frac{H_{\nu < \nu_2}}{H_{\nu > \nu_2}}, \quad (79)$$

где  $\nu_2$  — частота бальмеровского предела. Что же касается спектрофотометрической температуры  $T_c$ , то она, как известно, находится из уравнения

$$\frac{d}{d\nu} \lg H_\nu = \frac{3}{\nu} - \frac{h}{kT_c} \frac{1}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_c}}}. \quad (80)$$

Мы обозначим значения  $T_c$  до бальмеровского предела (т. е. при  $\nu < \nu_2$ ) и после него соответственно через  $T'_c$  и  $T''_c$ .

Теоретические значения величин  $D$ ,  $T'_c$  и  $T''_c$  для звезд классов A0, B5 и B2 приведены в табл. 2. Там же для сравнения даны и наблюдаемые значения этих величин.

Как видно из табл. 2, теория находится в хорошем согласии с наблюдениями. Это говорит прежде всего о том, что в фотосферах рассматриваемых

Таблица 2

| Спектральный класс       | A0 →              | B5                | B2                |
|--------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $T_e$                    | 10 500°           | 15 000°           | 20 000°           |
| $T'_c$ {набл.<br>теория  | 16 500°<br>19 000 | 23 000°<br>21 000 | 26 500°<br>23 000 |
| $T''_c$ {набл.<br>теория | 11 000<br>10 500  | 16 000<br>15 000  | 19 000<br>19 000  |
| $D$ {набл.<br>теория     | 0,47<br>0,49      | 0,24<br>0,22      | 0,11<br>0,10      |

звезд главная роль в поглощении радиации действительно принадлежит атомам водорода. Отсюда можно также сделать вывод, что в звездных фотосферах нет значительных отклонений от локального термодинамического равновесия.

При переходе от рассмотренных выше звезд классов В и А к более холодным звездам роль водородных атомов в поглощении радиации уменьшается. При низких температурах поглощение радиации вызывается преимущественно атомами с небольшими потенциалами возбуждения и ионизации. Среди них особенно большое значение имеет отрицательный ион водорода, т. е. атом водорода, присоединивший к себе еще один электрон (этот ион обозначается через  $H^-$ ).

Число отрицательных ионов водорода в фотосфере звезды определяется ионизационной формулой, в которой роль ионизованных атомов играют нейтральные атомы водорода, т. е.

$$n_e \frac{n_1}{n^-} = \frac{(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_1}{kT}}, \quad (81)$$

где  $n_1$  и  $n^-$  — соответственно число нейтральных атомов водорода и число отрицательных ионов водорода в 1 см<sup>3</sup>. Так как энергия ионизации отрицательного иона водорода очень мала ( $\chi_1 = 0,75 \text{ eV}$ ), то величина  $n^-$  зависит от температуры очень слабо. Однако величина  $n^-$  весьма сильно зависит от температуры через величины  $n_e$  и  $n_1$ , которым она пропорциональна. В фотосферах горячих звезд много свободных электронов, но очень мало нейтральных атомов водорода. По этой причине в них мало отрицательных ионов водорода. В фотосферах очень холодных звезд классов М, N и S много нейтральных атомов водорода, но сравнительно мало свободных электронов. Поэтому отрицательных ионов водорода в них также немного. Только в фотосферах звезд классов F, G, K число отрицательных ионов водорода оказывается большим. Подсчеты показывают, что именно в этих случаях поглощение радиации отрицательными ионами водорода играет большую, а в случае звезд класса G главную роль.

Отрицательный ион водорода имеет только один дискретный уровень энергии, расположенный, как уже сказано, очень неглубоко. Поэтому оторвать электрон от иона  $H^-$  и быть при этом поглощенным может квант даже

с очень небольшой частотой (в силу условия  $h\nu > \chi_1$ ). Весьма интересна зависимость коэффициента поглощения, обусловленного ионом  $H^-$ , от частоты. Оказывается, с увеличением частоты коэффициент поглощения не убывает (как, скажем, в случае атома водорода), а сначала возрастает (до максимума в красной части спектра) и только потом убывает. Коэффициент поглощения, обусловленный ионом  $H^-$ , в виде функции от длины волны представлен на рис. 139. Он рассчитан на один отрицательный ион водорода.

Объемный коэффициент поглощения находится по формуле  $\alpha_\nu = n^- k_\nu$ . Строго говоря, к этому выражению надо еще добавить член, происходящий от свободно-свободных переходов. Однако в наиболее интересных случаях он сравнительно невелик.

Теория фотосфер, в которых поглощение радиации производится в основном отрицательным ионом водорода, была разработана Чандрасекаром и Мюнхом [11]. При этом был использован метод, похожий на изложенный в начале настоящего параграфа. Для случая Солнца получилось хорошее согласие между теоретическим и наблюдаемым распределением энергии в спектре. Мы отмечали раньше, что к удовлетворительному согласию с наблюдениями приходила уже теория, основанная на допущении о независимости коэффициента поглощения от частоты. Это объясняется тем, что коэффициент поглощения, обусловленный отрицательным ионом водорода, не сильно зависит от частоты в наблюдаемой части спектра.

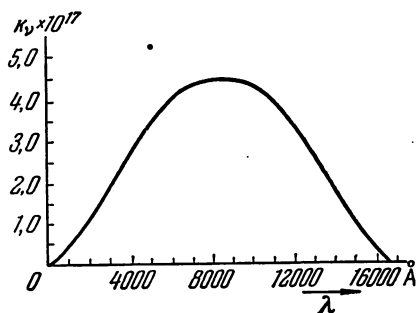


Рис. 139.

Вполне удовлетворительное теоретическое объяснение распределения энергии в непрерывном спектре Солнца (и подобных ему звезд) снова свидетельствует о том, что предположение о локальном термодинамическом равновесии в звездных фотосферах является допустимым. От этого предположения придется, по-видимому, отказаться лишь при объяснении деталей спектров.

В заключение остановимся на поглощении излучения в фотосферах других, не рассмотренных выше классов звезд.

В фотосферах звезд более холодных, чем звезды класса G, существенную роль в поглощении радиации играют не только отрицательные ионы водорода, но также нейтральные атомы металлов и молекулы. Однако теоретическое распределение энергии в спектрах этих звезд пока не получено. К этому можно добавить, что и наблюдения не дают уверенных кривых распределения энергии в указанных спектрах вследствие присутствия в них очень интенсивных молекулярных полос.

Как уже было сказано выше, в фотосферах звезд с эффективными температурами, превосходящими  $20\,000^\circ$ , поглощение радиации вызывается не только атомами водорода, но также нейтральными и ионизованными атомами гелия. Выражение для коэффициента поглощения, обусловленного ионом гелия, получается из общего выражения для коэффициента поглощения, обусловленного водородоподобными ионами, при  $Z=2$  [выражение (76) соответствует случаю  $Z=1$ ]. Выражение для коэффициента поглощения, обусловленного нейтральным атомом гелия, также может считаться известным. Однако полная теория фотосфер, учитывающая одновременно поглощение радиации водородом, гелием и ионизованным гелием, в настоящее время еще не разработана. Один частный случай рассмотрен в работе Андерхилл [12].

В поверхностных слоях горячих сверхгигантов большую роль в переносе излучения играет рассеяние излучения свободными электронами. Как



известно, объемный коэффициент рассеяния свободными электронами равен

$$\sigma_v = n_e \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e}{mc^2} \right)^2. \quad (82)$$

Из сравнения формул (76) и (82) видно, что отношение коэффициента рассеяния свободными электронами к коэффициенту поглощения водородными атомами обратно пропорционально  $n^+$ , т. е. тем больше, чем меньше плотность вещества в фотосфере звезды. Из тех же формул следует, что отношение  $\frac{\sigma_v}{\alpha_v}$  тем больше, чем выше температура. Поэтому в фотосферах горячих сверхгигантов, где плотность вещества мала, а температура высока, отношение  $\frac{\sigma_v}{\alpha_v}$  может стать порядка единицы.

Легко понять, что учет электронного рассеяния должен уменьшить вычисленные ранее скачки интенсивности у пределов серий, а также изменить спектрофотометрические температуры. Наблюдения как будто указывают на наличие таких эффектов, однако теоретически они еще мало изучены. Некоторые вопросы теории фотосфер при учете электронного рассеяния применительно к звездам типа Вольфа — Райе были рассмотрены В. А. Амбарцумяном [13] и С. Г. Слюсаревым [14].

§ 86. Строение звездных фотосфер. Одной из основных задач теории звездных фотосфер является определение закона изменения температуры и плотности с глубиной. Для решения этой задачи надо к ранее полученным уравнениям (73) добавить уравнение механического равновесия.

Каждый элемент объема фотосферы находится в равновесии под действием трех сил: 1) тяготения, 2) газового давления, 3) светового давления. Возьмем элемент объема с площадью основания в  $1 \text{ см}^2$  и толщиной  $dr$ . Вес этого объема равен  $g\rho dr$ , где  $g$  — ускорение силы тяжести. Пусть  $p$  — газовое давление,  $p'$  — световое давление,  $d(p+p')$  — изменение давления при переходе от нижней стенки объема к верхней, т. е. от  $r$  к  $r+dr$ . Тогда направленная наружу сила давления будет равна  $-d(p+p')$ . Приравнявая вес силе давления, получаем:

$$d(p+p') = -g\rho dr. \quad (83)$$

Газовое давление  $p$  может быть выражено через плотность  $\rho$  и температуру  $T$  с помощью уравнения состояния идеального газа:

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T, \quad (84)$$

где  $R$  — газовая постоянная, равная  $\frac{k}{m_n}$ , а  $\mu$  — средний молекулярный вес. Световое давление при локальном термодинамическом равновесии, как известно, равно

$$p' = \frac{1}{3} a T^4. \quad (85)$$

Уравнение механического равновесия (83) вместе с уравнениями (84) и (85) и должно быть присоединено к приведенным в предыдущем параграфе уравнениям (73). Тогда мы получим систему уравнений, решение которой даст полное представление о распределении материи и излучения в фотосфере звезды.

Входящий в указанную систему уравнений коэффициент поглощения  $\alpha_v$  считается заданной функцией от частоты, температуры и плотности. При произвольном виде этой функции указанная система уравнений весьма трудна для решения. Однако в том случае, когда коэффициент поглощения пред-

ставляется в виде (74), она существенно упрощается. Как уже отмечалось выше, в этом случае из одних только уравнений (73) может быть найдена температура  $T$  в зависимости от величины  $\zeta$ , определенной равенством (75). Это позволяет написать следующее соотношение:

$$\frac{d\zeta}{dT} \frac{dT}{dr} = -\Psi(T, \varrho), \quad (86)$$

в котором величина  $\frac{d\zeta}{dT}$  может считаться известной. Соотношение (86) вместе с тремя предыдущими уравнениями представляет собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений, из которых могут быть найдены плотность  $\rho$  и температура  $T$  в зависимости от  $r$ .

Ранее уже говорилось, что для водородного атома коэффициент поглощения  $\alpha_\nu$  удовлетворяет условию (74). Это дало возможность Э. Р. Мустелю сравнительно просто рассчитать поле излучения в фотосферах звезд классов A0—B2. В частности, им был определен температурный градиент  $\frac{dT}{d\xi}$ . Основываясь на этих результатах, В. С. Бердичевская [15] определила  $\rho$  и  $T$  в виде функции от  $r$  для звезды класса A0 ( $T_e = 10\,500^\circ$ ). Для этого она решила численным методом приведенные выше уравнения (83)—(86).

Представляет интерес более грубый, однако гораздо более общий метод изучения строения звездных фотосфер, основанный на использовании вместо уравнений (73) приближенных уравнений (68) и (69), в которых средний коэффициент поглощения  $\bar{\alpha}$  определяется формулой (67) (с планковским выражением для  $I_\nu$ ).

Чтобы применить указанный метод, надо получить выражение для среднего коэффициента поглощения через  $\rho$  и  $T$ . Найдем это выражение для случая водородного атома.

При помощи формулы (76), определяющей  $\alpha_\nu$ , получаем

$$\int_0^\infty \alpha_\nu I_\nu d\nu = n_e n^+ \frac{2^4 \pi^2 e^6}{3 \sqrt{3} ch} \frac{kT}{(2\pi m kT)^{3/2}} \frac{2h}{c^2} \int_0^\infty \left[ 1 + 2 \frac{\chi_1}{kT} \sum_i \frac{e^{\frac{\chi_i}{kT}}}{i^3} \right] e^{-\frac{h\nu}{kT}} d\nu,$$

или, после изменения порядка суммирования и интегрирования,

$$\int_0^\infty \alpha_\nu I_\nu d\nu = n_e n^+ \frac{2^4 \pi^2 e^6}{3 \sqrt{3} ch} \frac{kT}{(2\pi m kT)^{3/2}} \frac{2h}{c^2} \left[ \frac{kT}{h} + 2 \frac{\chi_1}{kT} \sum_{i=1}^\infty \frac{1}{i^3} \int_0^\infty e^{\frac{\chi_i - h\nu}{kT}} d\nu \right].$$

Производя интегрирование, находим:

$$\int_0^\infty \alpha_\nu I_\nu d\nu = n_e n^+ \frac{2^4 \pi^2 e^6}{3 \sqrt{3} ch} \frac{kT}{(2\pi m kT)^{3/2}} \frac{2h}{c^2} \frac{kT}{h} \left[ 1 + 2,4 \frac{\chi_1}{kT} \right]. \quad (87)$$

Далее имеем:

$$\int_0^\infty I_\nu d\nu = \frac{2h}{c^2} \left( \frac{kT}{h} \right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2h}{c^2} \left( \frac{kT}{h} \right)^4 \frac{\pi^4}{15}. \quad (88)$$

Подстановка (87) и (88) в формулу (67) при использовании соотношения

$$\chi_1 = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2}$$

дает

$$\bar{\alpha} = \frac{40}{\pi^4 \sqrt{3}} \frac{e^2 h^4}{mc (2\pi m)^{3/2}} \chi_1 \left[ 1 + 2,4 \frac{\chi_1}{kT} \right] \frac{n_e n^+}{(kT)^{7/2}}. \quad (89)$$

Формула (89) справедлива для любого водородоподобного иона, а также, приближенно, и для других атомов.

Напомним, что первый член в квадратных скобках формулы (89) соответствует свободно-свободным переходам, а второй член — связанно-свободным переходам. В случае поглощения излучения водородными атомами первый член преобладает при температурах, больших  $400\,000^\circ$ , а второй член — при температурах, меньших  $400\,000^\circ$  (так как для водорода  $\frac{\chi_1}{k} = 157\,200$ ).

Считая, что водородные атомы полностью ионизованы (а значит,  $n_e = n^+ \sim \rho$ ), в двух указанных случаях из формулы (89) получаем:

$$\bar{\alpha} \sim \frac{Q^2}{T^{7/2}} \quad (90)$$

(при сравнительно высоких температурах) и

$$\bar{\alpha} \sim \frac{Q^2}{T^{9/2}} \quad (91)$$

(при сравнительно низких температурах). Формулы (90) и (91) весьма часто применяются в астрофизике.

Если зависимость среднего коэффициента поглощения от  $\rho$  и  $T$  известна, то для решения задачи о распределении плотности и температуры в фотосфере достаточно к первым трем уравнениям настоящего параграфа присоединить следующее уравнение:

$$dT^4 = \frac{3}{4} T_e^4 d\tau = -\frac{3}{4} T_e^4 \bar{\alpha} dr, \quad (92)$$

вытекающее из формул (54) и (70).

Ниже мы увидим, что для подавляющего большинства звезд можно пренебречь световым давлением по сравнению с газовым. В таком случае из уравнений (83) и (84) находим:

$$\frac{R}{\mu} d(QT) = -gQ dr. \quad (93)$$

Следовательно, наша задача свелась к совместному решению уравнений (92) и (93).

Представим средний коэффициент поглощения в виде  $\bar{\alpha} = \kappa Q$  и будем сначала считать, что  $\kappa = \text{const}$ . Тогда из уравнений (92) и (93) получаем:

$$\frac{R}{\mu} d(QT) = \frac{4}{3} \frac{g}{\kappa} \frac{dT^4}{T_e^4}, \quad (94)$$

или, после интегрирования,

$$Q = \frac{4}{3} \frac{g\mu}{\kappa R} \frac{T^4 - T_0^4}{T_e^4 T}. \quad (95)$$

В глубоких слоях фотосферы, где  $T^4 \gg T_0^4$ , плотность оказывается связанной с температурой соотношением

$$Q = \frac{4}{3} \frac{g\mu}{\kappa R T_e^4} T^3. \quad (96)$$

Подставляя (96) в (92), находим следующее выражение для градиента температуры:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{g\mu}{4R}. \quad (97)$$

Приняв  $\kappa = \text{const}$ , мы получили, что  $\rho \sim T^3$ . При такой связи между  $\rho$  и  $T$  формулы (90) и (91) дают, что  $\kappa$  не очень сильно меняется с глубиной. Значит, предположение о постоянстве  $\kappa$  не было слишком грубым.

Однако не составляет труда решение уравнений (92) и (93) и при более общих предположениях относительно  $\bar{\alpha}$ . Полагая, например,  $\bar{\alpha} \sim \rho^s T^{-s}$ , где  $s$  — некоторый параметр, получаем:

$$\rho \sim T^{\frac{s+3}{2}} \quad (98)$$

и

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{2}{s+5} \frac{g\mu}{R}. \quad (99)$$

Применим полученные выше формулы к фотосфере Солнца. Полагая в формуле (97)  $g = 2,7 \cdot 10^4$ ,  $\mu = 1$ ,  $R = 8,3 \cdot 10^7$ , находим:  $\frac{dT}{dr} = -10^{-4} \frac{\text{град}}{\text{см}}$ . Иными словами, при углублении в фотосферу Солнца на 1 км температура возрастает на 10 градусов. Интересно отметить, что градиент температуры не зависит от коэффициента поглощения.

Из формул (92) и (97) можно получить величину  $\left| \frac{dr}{d\tau} \right|$ , т. е. геометрическую толщину слоя единичной оптической толщины. Комбинируя указанные формулы, находим:

$$\frac{dr}{d\tau} = -\frac{3}{4} \frac{T_e^4}{T^3} \frac{R}{g\mu}. \quad (100)$$

Возьмем  $T = T_e$ . Тогда величина  $\left| \frac{dr}{d\tau} \right|$  будет характеризовать собой толщину фотосферы. В случае Солнца толщина фотосферы оказывается порядка 100 км. Так как радиус Солнца равен 700 000 км, то мы убеждаемся в том, что толщина фотосферы гораздо меньше радиуса. Этим результатом раньше мы уже пользовались, считая, что фотосферные слои — плоско-параллельные.

При получении уравнения (93) мы сделали предположение, что световое давление мало по сравнению с газовым. Посмотрим, в какой мере выполняется это предположение.

Для градиента светового давления возьмем самое общее выражение:

$$\frac{dp'}{dr} = -\frac{1}{c} \int \alpha_\nu H_\nu d\nu. \quad (101)$$

Переходя к среднему коэффициенту поглощения, получаем:

$$\frac{dp'}{dr} = -\frac{\bar{\alpha} H}{c}. \quad (102)$$

Найдем отношение светового давления к полному давлению. Для этого надо разделить (102) на (83). Делая это (и заменяя  $\bar{\alpha}$  на  $\kappa\rho$ ), находим:

$$\frac{dp'}{\rho(p+p')} = \frac{\kappa H}{gc}. \quad (103)$$

Если считать  $\kappa = \text{const}$ , то полученное отношение будет постоянным во всей фотосфере.

Формула (103) позволяет оценить долю светового давления в полном давлении. Для большинства звезд эта доля оказывается значительно меньше единицы. Например, для звезд типа Солнца она порядка одной сотой. Только в фотосферах горячих сверхгигантов сила светового давления сравнима с силой газового давления.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XIV

1. Schuster A., Radiation through a Foggy atmosphere, *ApJ* 21, 1, 1905.
  2. Schwarzschild K., Über das Gleichgewicht der Sonnenatmosphäre, *Göttinger Nachr.* 41, 1906.
  3. Eddington A. S., The internal constitution of the stars. 1930.
  4. Hopf E., Mathematical Problems of Radiative Equilibrium, *Cambridge Tracts in Mathematics and Mathematical Physics*, N 31, Cambridge, 1934.
  5. Chandrasekhar S., Radiative Transfer, 1950 (русский перевод: Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, 1953).
  6. Амбарцумян В. А., О рассеянии света атмосферами планет, *Астрон. журн.* 19, 30, 1942.
  7. Амбарцумян В. А., Диффузия света через среду большой оптической толщины, *ДАН СССР* 43, № 3, 1944.
  8. Соболев В. В., О распределении яркости по диску звезды, *Астрон. журн.* 26, вып. 1, 1949.
  9. Мустель Э. Р., Теория лучистого равновесия звездных атмосфер для коэффициента поглощения, зависящего от частоты, *Труды ГАИШ* 12, № 2, 1940.
  10. Мустель Э. Р., Распределение энергии в непрерывном спектре звезд ранних спектральных классов, *Астрон. журн.* 18, 297, 1941, 21, 133, 1944.
  11. Chandrasekhar S. and Münch G., The continuous spectrum of the Sun and the stars, *ApJ* 104, 446, 1946.
  12. Underhill A., On model Atmosphere for the high-temperatur stars, *Kopenhagen*, 1950.
  13. Амбарцумян В. А., Томсоновское рассеяние в атмосферах звезд, *Ученые записки ЛГУ*, № 22, 1938.
  14. Слюсарев С. Г., О рассеянии света свободными электронами в фотосферах звезд, *ДАН СССР* 95, № 4, 1954.
  15. Бердичевская В. С., Строение фотосфер звезд типа A0, *Астрон. журн.* 22, 359, 1945.
-

## Г Л А В А XV

### ЗВЕЗДНЫЕ АТМОСФЕРЫ

§ 87. Модель Шварцшильда — Шустера. Сначала мы будем считать, что внешние части звезды разделены на два слоя: фотосферу и атмосферу. От фотосферы идет излучение в непрерывном спектре без линий поглощения. При прохождении его через атмосферу возникают линии поглощения в спектре звезды.

Такая модель внешних слоев звезды называется моделью Шварцшильда — Шустера. Возможность ее введения обусловлена тем, что коэффициент поглощения в спектральной линии гораздо больше коэффициента поглощения в непрерывном спектре. Поэтому в самых внешних частях звезды поглощение и излучение в непрерывном спектре уже не играют заметной роли, в то время как поглощение и излучение в спектральных линиях остаются еще сильными.

Рассмотрим образование линии поглощения, соответствующей переходу из  $i$ -го состояния в  $j$ -е данного атома. Обозначим через  $k_\nu$  коэффициент поглощения квантов частоты  $\nu$  внутри линии, рассчитанный на один атом (для простоты мы не пишем индексов  $i$  и  $j$ , однако они подразумеваются). Обозначим, далее, через  $n(r)$  число атомов в  $i$ -м состоянии в  $1 \text{ см}^3$  на расстоянии  $r$  от центра звезды (опять для простоты мы не пишем индекса  $i$ ). Оптическая толщина атмосферы в частоте  $\nu$  будет тогда равна

$$\tau_\nu^0 = \int_{r_0}^{\infty} k_\nu n(r) dr, \quad (1)$$

где  $r_0$  — радиус основания атмосферы. Считая, что коэффициент поглощения  $k_\nu$  не зависит от места в атмосфере, мы можем переписать формулу (1) в виде

$$\tau_\nu^0 = k_\nu N, \quad (2)$$

где

$$N = \int_{r_0}^{\infty} n(r) dr. \quad (3)$$

Величина  $N$  представляет собой число поглощающих атомов в столбе с сечением  $1 \text{ см}^2$  над фотосферой.

Пусть  $I_0(\vartheta)$  — интенсивность излучения, идущего из фотосферы в атмосферу под углом  $\vartheta$  к нормали. Так как нас интересует только излучение в пределах спектральной линии, т. е. в очень небольшом интервале частот, то величину  $I_0(\vartheta)$  мы можем считать не зависящей от частоты. Величина  $I_0(\vartheta)$  может также считаться равной интенсивности излучения в непрерывном спектре вблизи линии.

Наша задача будет заключаться в нахождении интенсивности излучения  $I_\nu(\vartheta)$ , выходящего из атмосферы в частоте  $\nu$  внутри линии под углом  $\vartheta$  к

нормали. Обычно  $I_\nu(\vartheta)$  выражают в единицах  $I_0(\vartheta)$ , т. е. ищут отношение

$$r_\nu(\vartheta) = \frac{I_\nu(\vartheta)}{I_0(\vartheta)}. \quad (4)$$

Величина  $r_\nu(\vartheta)$  характеризует профиль спектральной линии на угловом расстоянии  $\vartheta$  от центра диска звезды.

Представляет интерес также нахождение профиля линии в спектре всей звезды. Для этого должна быть определена величина

$$r_\nu = \frac{H_\nu}{H_0}, \quad (5)$$

где  $H_\nu$  — поток излучения, выходящего из атмосферы в частоте  $\nu$  внутри линии, а  $H_0$  — поток излучения, входящего из фотосферы в атмосферу (равный потоку излучения в непрерывном спектре вблизи линии).

Если бы в атмосфере звезды происходило только и с т и н н о е п о г л о щ е н и е излучения (т. е. были бы только переходы с  $i$ -го уровня на  $j$ -й, связанные с поглощением квантов, но не было бы обратных переходов, связанных с их излучением), то контур линии определялся бы весьма легко. В этом случае мы, очевидно, имели бы

$$I_\nu(\vartheta) = I_0(\vartheta) e^{-k_\nu N \sec \vartheta}. \quad (6)$$

Однако в действительности в звездной атмосфере происходят гораздо более сложные процессы. Кванты в данной линии, поглощенные атомом, могут быть им излучены в той же линии. После этого они могут быть поглощены другим атомом и опять им излучены. Иными словами, в атмосфере происходит р а с с е я н и е и з л у ч е н и я в спектральной линии. Вместе с тем в атмосфере происходят и другие процессы (например, флуоресценция, столкновения). Все это приводит к тому, что атмосфера звезды излучает некоторое количество энергии в рассматриваемой линии. Поэтому к выражению (6), определяющему интенсивность излучения, пропущенного атмосферой в частоте  $\nu$  внутри линии, надо добавить еще интенсивность излучения, испускаемого атмосферой в той же частоте. Именно в нахождении интенсивности излучения, испускаемого атмосферой, и состоит задача теории образования линий поглощения.

Вследствие большой сложности проблемы образования линий поглощения в звездных спектрах приходится делать некоторые упрощающие предположения. Обычно в работах по теории звездных спектров предполагается:

1. Излучение, поглощенное элементарным объемом в данной линии, испускается им в той же линии. Это значит, что нет перераспределения излучения между линиями, а также нет других процессов, ведущих к появлению или исчезновению квантов в рассматриваемой линии. Другими словами, делается предположение, что в атмосфере звезды происходит ч и с т о е р а с с е я н и е излучения в спектральной линии.

2. Излучение, поглощенное элементарным объемом в данной частоте внутри линии, испускается им в точности в той же частоте. Следовательно, предполагается, что нет перераспределения излучения по частотам внутри линии. Такое рассеяние излучения называется к о г е р е н т н ы м.

Из сделанных предположений вытекает, что каждый элементарный объем излучает столько энергии в данной частоте  $\nu$ , сколько он ее поглощает. Таким образом, считается, что в звездной атмосфере осуществляется м о н о х р о м а т и ч е с к о е л у ч и с т о е р а в н о в е с и е.

Чтобы дать математическую формулировку задачи, надо написать уравнение переноса излучения и уравнение лучистого равновесия для данной

линии. Как и в случае фотосфер, мы примем, что атмосферные слои — плоско-параллельные. В таком случае уравнение переноса излучения имеет вид

$$\cos \vartheta \frac{dI_v}{dr} = -\sigma_v I_v + \epsilon_v, \quad (7)$$

где  $\sigma_v$  — объемный коэффициент поглощения ( $\sigma_v = nk_v$ ) и  $\epsilon_v$  — объемный коэффициент излучения. Условие монохроматического лучистого равновесия записывается так:

$$4\pi\epsilon_v = \sigma_v \int I_v d\omega, \quad (8)$$

где интегрирование производится по всем телесным углам.

Введем оптическую глубину в частоте  $\nu$

$$\tau_v = \int_r^\infty \sigma_v dr \quad (9)$$

и обозначим

$$B_v = \frac{\epsilon_v}{\sigma_v}. \quad (10)$$

Тогда вместо уравнений (7) и (8) получаем:

$$\left. \begin{aligned} \cos \vartheta \frac{dI_v}{d\tau_v} &= I_v - B_v, \\ B_v &= \int I_v \frac{d\omega}{4\pi}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Заметим, что уравнения (11) формально не отличаются от уравнений (10) предыдущей главы. Однако в случае фотосферы указанные уравнения относятся к интегральному излучению, а в случае атмосферы — к излучению определенной частоты  $\nu$  внутри спектральной линии.

К системе уравнений (11) надо еще добавить граничные условия. Условие на верхней границе атмосферы (при  $\tau_v = 0$ ) должно выражать факт отсутствия излучения, падающего на звезду извне:

$$I_v(0, \vartheta) = 0 \quad \text{при} \quad \vartheta > \frac{\pi}{2}. \quad (12)$$

Условие на нижней границе атмосферы (при  $\tau_v = \tau_v^0$ ) должно выражать собой тот факт, что интенсивность излучения, входящего из фотосферы в атмосферу, задана и равна  $I_0(\vartheta)$ . Оно имеет вид

$$I_v(\tau_v^0, \vartheta) = I_0(\vartheta) \quad \text{при} \quad \vartheta \leq \frac{\pi}{2}. \quad (13)$$

Таким образом, задача состоит в решении системы уравнений (11) при граничных условиях (12) и (13).

Для решения полученной системы уравнений могут быть использованы методы, указанные в § 1 предыдущей главы. Применим к ней первый приближенный метод.

Обозначая через  $I'_v$  среднюю интенсивность излучения, идущего снизу вверх, и через  $I''_v$  — среднюю интенсивность излучения, идущего сверху вниз, вместо системы уравнений (11) приближенно получаем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{dI'_v}{d\tau_v} &= I'_v - B_v, & -\frac{1}{2} \frac{dI''_v}{d\tau_v} &= I''_v - B_v, \\ B_v &= \frac{1}{2} (I'_v + I''_v). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$



Из уравнений (14) находим:

$$I'_v - I''_v = F_v, \quad I'_v + I''_v = 2F_v \tau_v + C_v, \quad (15)$$

где  $F_v$  и  $C_v$  — произвольные постоянные.

Граничные условия (12) и (13) в данном случае принимают вид

$$I''_v = 0 \quad \text{при} \quad \tau_v = 0, \quad I'_v = \bar{I}_0 \quad \text{при} \quad \tau_v = \tau_v^0, \quad (16)$$

где  $\bar{I}_0$  — средняя интенсивность излучения, входящего из фотосферы в атмосферу. При помощи (16) имеем:

$$C_v = F_v, \quad F_v = \frac{\bar{I}_0}{1 + \tau_v^0}. \quad (17)$$

Знание произвольных постоянных позволяет получить выражение для функции  $B_v$ :

$$B_v = \frac{\bar{I}_0}{1 + \tau_v^0} \left( \frac{1}{2} + \tau_v \right). \quad (18)$$

Если мы подставим это выражение для  $B_v$  в формулу

$$I_v(0, \vartheta) = \int_0^{\tau_v^0} B_v e^{-\tau_v \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau_v + I_0(\vartheta) e^{-\tau_v^0 \sec \vartheta},$$

вытекающую из уравнения переноса излучения и граничного условия (13), то найдем искомую величину  $r_v(\vartheta)$ .

Особенно простой вид имеет функция  $r_v$ , определяющая профиль линии в спектре всей звезды. Так как в принятом приближении  $H_v = \pi F_v$  и  $H_0 = \pi \bar{I}_0$ , то при помощи второй из формул (17) получаем:

$$r_v = \frac{1}{1 + \tau_v^0}, \quad (19)$$

или, используя (2),

$$r_v = \frac{1}{1 + k_v N}. \quad (20)$$

Заметим, что величина  $\frac{1}{1 + \tau_v^0}$  представляет долю фотосферного излучения, пропущенного атмосферой (вообще говоря, после многократных рассеяний). Величина же  $\frac{\tau_v^0}{1 + \tau_v^0}$  есть доля этого излучения, отраженного обратно в фотосферу.

Если бы для решения системы уравнений (11) мы использовали второй приближенный метод, то получили бы следующее выражение для функции  $r_v$ :

$$r_v = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} k_v N}. \quad (21)$$

Как видим, оно не сильно отличается от выражения (20).

К решению уравнений (11) могут быть применены также точные методы теории рассеяния света. Задача об образовании линий поглощения в звездных спектрах при принятии модели Шварцшильда — Шустера представляет собой частный случай задачи о диффузии излучения через среду конечной оптической толщины. Точное решение этой последней задачи было дано в работах В. А. Амбарцумяна [1] и С. Чандрасекара [2].

§ 88. Зависимость эквивалентной ширины линии от числа поглощающих атомов. Полученное выше выражение для величины  $r_v$  дает возможность определить полную энергию, поглощенную в линии. Обычно эту энергию

измеряют так называемой «эквивалентной шириной» линии, понимая под последней ширину соседнего участка непрерывного спектра, энергия которого равна энергии, поглощенной в линии (рис. 140)

Обозначая эквивалентную ширину линии через  $W$ , по определению имеем:

$$H_0 W = \int (H_0 - H_\nu) d\nu. \quad (22)$$

Отсюда, пользуясь формулой (5), получаем:

$$W = \int (1 - r_\nu) d\nu. \quad (23)$$

Возьмем для  $r_\nu$  выражение (20). Тогда для  $W$  будем иметь:

$$W = \int \frac{k_\nu N}{1 + k_\nu N} d\nu. \quad (24)$$

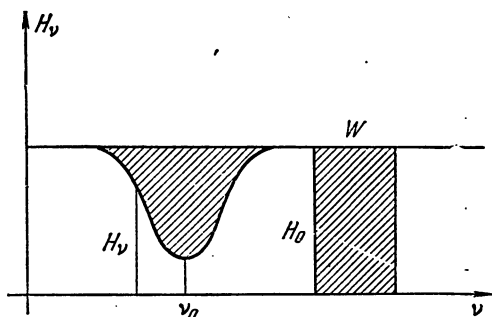


Рис. 140.

Так как выражение для коэффициента поглощения  $k_\nu$  может считаться известным, то формула (24) дает зависимость между эквивалентной шириной линии  $W$  и числом поглощающих атомов  $N$ . Эта зависимость имеет очень большое значение, ибо она позволяет находить число поглощающих атомов по измеренной эквивалентной ширине линии.

Коэффициент поглощения  $k_\nu$  определяется многими причинами. Мы примем во внимание только две из них: 1) затухание излучения, 2) эффект Доплера, происходящий от теплового движения атомов. В этом случае коэффициент поглощения равен (см. том. I, § 8):

$$k_\nu = k_0 \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(p+y)^2 + a^2}. \quad (25)$$

Здесь  $p$  — расстояние от центра линии, выраженное в доплеровских ширинах, т. е.

$$p = \frac{c}{v} \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}, \quad (26)$$

где  $\nu_0$  — центральная частота линии,  $v$  — средняя тепловая скорость атома,  $c$  — скорость света;  $a$  — отношение естественной ширины к доплеровской ширине;  $k_0$  — коэффициент поглощения в центре линии при  $a=0$ .

Для величины  $k_0$  имеем:

$$k_0 = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m \nu_0 v} f, \quad (27)$$

где  $m$  — масса электрона,  $e$  — его заряд,  $f$  — сила осциллятора для данной линии.

Рассмотрение формулы (25) приводит к выводу, что при небольших значениях  $p$  коэффициент поглощения равен

$$k_\nu = k_0 e^{-p^2} \quad (p < p_0), \quad (28)$$

т. е. определяется эффектом Доплера. При больших же значениях  $p$  он дается формулой

$$k_\nu = k_0 \frac{a}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{p^2} \quad (p > p_0), \quad (29)$$

т. е. определяется затуханием излучения. Граничное значение  $p_0$  может быть найдено из условия

$$\frac{a}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{p_0^2} = e^{-p_0^2}. \quad (30)$$

Нам надо вычислить интеграл (24), считая, что коэффициент поглощения  $k_\nu$  определяется формулой (25). Так как в общем виде интеграл не берется, то мы рассмотрим три частных случая:

1.  $N$  малó. Пусть  $N$  настолько малó, что  $k_\nu N \ll 1$  для всех частот. В этом случае формулу (24) можно переписать в виде

$$W = N \int k_\nu d\nu. \quad (31)$$

Подставляя в (31) выражение (25), получаем:

$$W = \sqrt{\pi} \frac{v_0 v}{c} k_0 N. \quad (32)$$

Эта формула справедлива только для очень слабых линий.

2.  $N$  велико. Пусть  $k_{v_0} N \gg 1$ , но  $k_\nu N \ll 1$  в тех частях линии, где  $k_\nu$  определяется затуханием излучения. В данном случае для  $k_\nu$  можно взять выражение (28). Подставляя его в формулу (24), имеем:

$$W = k_0 N \frac{v_0 v}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-p^2} dp}{1 + k_0 N e^{-p^2}}. \quad (33)$$

Приближенное вычисление интеграла дает

$$W = 2 \frac{v_0 v}{c} \sqrt{\lg k_0 N}. \quad (34)$$

Заметим, что формула (34) может быть получена также из следующих соображений. Найдем то расстояние  $\Delta\nu$  от центра линии, на котором  $g_\nu = \frac{1}{2}$ . Согласно формуле (20), на этом расстоянии должно быть  $k_\nu N = 1$  или

$$k_0 N e^{-\left(\frac{c}{v} \frac{\Delta\nu}{v_0}\right)^2} = 1. \quad (35)$$

Отсюда находим:

$$\Delta\nu = v_0 \frac{v}{c} \sqrt{\lg k_0 N}. \quad (36)$$

Так как приближенно  $W = 2\Delta\nu$ , то мы снова приходим к формуле (34).

3.  $N$  очень велико. Пусть, наконец,  $N$  настолько велико, что неравенство  $k_\nu N \gg 1$  осуществляется даже в тех далеких от центра частях линии, где  $k_\nu$  определяется затуханием излучения. Очевидно, что в данном случае для вычисления интеграла (24) на всем протяжении линии можно пользоваться для  $k_\nu$  выражением (29). Подставляя (29) в (24), получаем:

$$W = \frac{a}{\sqrt{\pi}} k_0 N \frac{v_0 v}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp}{p^2 + \frac{a}{\sqrt{\pi}} k_0 N}, \quad (37)$$

или, после интегрирования:

$$W = \pi^{\frac{3}{4}} \frac{v_0 v}{c} \sqrt{a k_0 N}. \quad (38)$$

Суммируя полученные результаты, можем сказать, что эквивалентная ширина линии  $W$  растет с увеличением числа поглощающих атомов сначала как  $N$ , затем — приблизительно как  $\sqrt{\lg N}$  и, наконец, как  $\sqrt{N}$ .

При практическом использовании зависимости между  $W$  и  $N$  обычно ее несколько преобразуют. Прежде всего, от эквивалентной ширины в шкале частот  $W_\nu$  (ее мы выше обозначали просто через  $W$ ) переходят к эквивалент-

ной ширине в шкале длин волн  $W_\lambda$ . Эти величины связаны между собой очевидным соотношением:

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = \frac{W_\nu}{\nu}. \quad (39)$$

Далее, от числа поглощающих атомов  $N$  переходят к величине

$$X_0 = k_0 N, \quad (40)$$

представляющей собой приближенно оптическую толщину атмосферы в центре линии (так как  $k_{\nu_0}$  мало отличается от  $k_0$  при  $a \ll 1$ ).

Учитывая сказанное, можно переписать полученные выше формулы в следующем виде:

при малых  $X_0$

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = \sqrt{\pi} \frac{v}{c} X_0, \quad (41)$$

при больших  $X_0$

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = 2 \frac{v}{c} \sqrt{\lg X_0}, \quad (42)$$

при очень больших  $X_0$

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = \frac{\pi^{\frac{1}{4}}}{2} \sqrt{\frac{v\Gamma}{cv_0}} X_0. \quad (43)$$

В последней формуле мы сделали подстановку:

$$a = \frac{c\Gamma}{4\pi\nu_0 v}, \quad (44)$$

где  $\Gamma$  — постоянная затухания.

Кривая, представляющая зависимость  $W$  от  $N$  (или  $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$  от  $\lg X_0$ ); называется кривой роста. Для построения кривых роста пользуются как приведенными выше формулами (41), (42) и (43), так и результатами численного определения интеграла (24) для промежуточных значений  $X_0$ .

Все кривые роста составляют семейство, зависящее от двух параметров: средней тепловой скорости  $v$  и постоянной затухания  $\Gamma$ . Вместо параметров  $v$  и  $\Gamma$  можно пользоваться также доплеровской шириной  $\Delta\lambda_D$  и естественной шириной  $\Delta\lambda_E$ , которые равны

$$\Delta\lambda_D = \lambda \frac{v}{c}, \quad \Delta\lambda_E = \frac{\lambda^2}{c} \frac{\Gamma}{4\pi}. \quad (45)$$

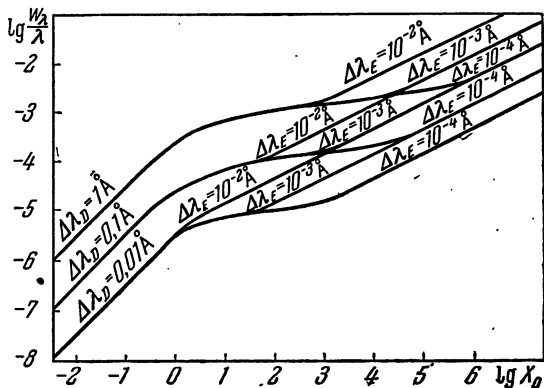


Рис. 141.

На рис. 141 дан ряд кривых роста, построенных для разных значений  $\Delta\lambda_D$  и  $\Delta\lambda_E$ .

Если нам известны параметры  $v$  и  $\Gamma$ , то при помощи соответствующей кривой роста по найденной из наблюдений эквивалентной ширине линии  $W$  мы можем определить значение  $X_0$ . Если нам известна также сила осциллятора  $f$  для данной линии, то после определения  $X_0$  можно найти и число поглощающих атомов  $N$ .

Однако дело осложняется тем, что в звездных атмосферах величина  $\nu$  определяется не только тепловым движением атомов, но и турбулентным движением газа, а величина  $\Gamma$  — не только затуханием вследствие излучения, но и затуханием вследствие столкновений. Поэтому величины  $\nu$  и  $\Gamma$  не могут считаться заранее заданными, а должны быть определены из наблюдений.

Для определения параметров  $\nu$  и  $\Gamma$  используют кривые роста, построенные на основании наблюдательных данных. Возможность такого построения обусловлена наличием в спектре звезды мультиплетов. Для линий мультиплета, имеющих общий нижний уровень, число  $N$  одно и то же, а силы осцилляторов часто известны. Поэтому для указанных линий значения величины  $\lg X_0$ , которая согласно формулам (27) и (40) равна

$$\lg X_0 = \lg f + \lg \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m \nu_0 \nu} N, \quad (46)$$

отличаются друг от друга только неизвестным постоянным слагаемым. Это обстоятельство позволяет по наблюдаемым эквивалентным ширинам линий,

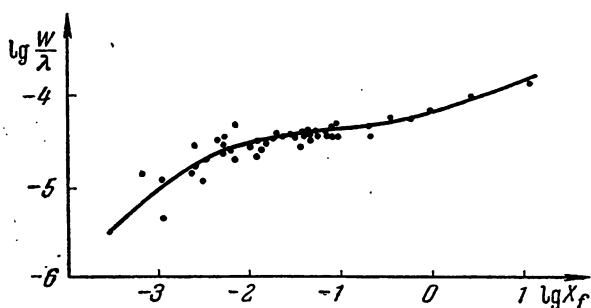


Рис. [142.

входящих в мультиплет, построить часть кривой роста с неизвестным, однако, нуль-пунктом на оси абсцисс. Соответствующие участки кривой роста могут быть построены также по линиям других мультиплетов. После этого путем перемещения полученных участков кривой роста вдоль оси абсцисс для достижения согласия между ними может быть определена полная кривая роста.

На рис. 142 в виде примера дана кривая роста, построенная по линиям FeI в спектре солнечного пятна. Эта кривая взята из работы О. А. Мельникова и С. С. Журавлева [3].

Сравнение кривой роста, полученной из наблюдений, с теоретическими кривыми роста дает возможность определить значения параметров  $\nu$  и  $\Gamma$  для данной звезды. После этого может быть найдено и число поглощающих атомов  $N$ .

Следует отметить, что совместное использование кривых роста и формулы Больцмана позволяет также определить температуру возбуждения атомов в атмосфере звезд.

Изучение звездных атмосфер при помощи кривых роста приводит к весьма интересным результатам. Укажем, например, на то, что для звезд-сверхгигантов значения параметра  $\nu$  часто оказываются в несколько раз превосходящими средние тепловые скорости атомов. Это объясняется турбулентными движениями в атмосферах звезд. Наличие турбулентных движений в атмосферах звезд-сверхгигантов подтверждается и другими данными [4].

В случае звезд-карликов найденные из наблюдений значения параметра  $\Gamma$  оказываются во много раз больше (например, в случае Солнца — в 5—10 раз) соответствующих теоретических значений, определенных при учете только затухания вследствие излучения. Это значит, что в атмосферах звезд большую роль играет также затухание вследствие столкновений. Большие значения  $\Gamma$  для звезд-карликов объясняются сравнительно большой плотностью их атмосфер.

Исследованием атмосфер Солнца и звезд при помощи кривых роста занимались многие авторы. Большое количество работ в этой области было выполнено в Пулковской обсерватории О. А. Мельниковым и его сотрудниками.

§ 89. Химический состав звездных атмосфер. Определение химического состава звездных атмосфер является одной из важнейших задач астрофизических исследований. Решение этой задачи представляет большой интерес, в частности, для космогонии, так как знание химического состава звезд разных типов совершенно необходимо для построения правильной теории эволюции звезд.

Как уже говорилось, основой для определения числа атомов данного элемента в атмосфере звезды служит кривая роста, представляющая зависимость эквивалентной ширины линии от числа поглощающих атомов. При помощи кривой роста находится число атомов в состоянии, которое является исходным для наблюдаемой линии поглощения. Чтобы определить полное число атомов данного элемента, надо уметь переходить от числа атомов в этом состоянии к числу атомов в других состояниях.

Указанный переход обычно совершают при помощи формул Больцмана и Саха, которые, строго говоря, справедливы только в случае термодинамического равновесия. Так как в звездных атмосферах термодинамического равновесия нет, то использование этих формул может приводить к большим ошибкам. Поэтому при определении химического состава звездной атмосферы приходится также заниматься вопросом о том, насколько распределение атомов по состояниям в рассматриваемом случае отличается от распределения при термодинамическом равновесии.

Формулы Больцмана и Саха имеют вид (см. том I, § 12)

$$\frac{n_i}{n_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{\chi_1 - \chi_i}{kT}}, \quad (47)$$

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = \frac{g^+}{g_1} \frac{2(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_1}{kT}}, \quad (48)$$

где  $n_i$ ,  $n^+$  и  $n_e$  — соответственно число нейтральных атомов в  $i$ -м состоянии, число ионов в основном состоянии и число свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$ ,  $g_i$  — статистический вес  $i$ -го состояния нейтрального атома,  $g^+$  — статистический вес основного состояния иона,  $\chi_i$  — энергия ионизации из  $i$ -го состояния.

Умножим обе части соотношений (47) и (48) на  $n_1$  и проинтегрируем по  $r$  в пределах от  $r_0$  до  $\infty$ . Считая, что температура в атмосфере постоянна, получаем:

$$N_i = N_1 \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{\chi_1 - \chi_i}{kT}}, \quad (49)$$

$$\bar{n}_e N^+ = N_1 \frac{g^+}{g_1} \frac{2(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_1}{kT}}, \quad (50)$$

где  $N_i$  и  $N^+$  — соответственно число нейтральных атомов в  $i$ -м состоянии и число ионов в основном состоянии в столбе с сечением  $1 \text{ см}^2$  над фотосферой, а  $\bar{n}_e$  — среднее число свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$  в атмосфере звезды (близкое к числу свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$  у основания атмосферы).

Если из наблюдений при помощи кривой роста найдено число  $N_i$  (в предыдущем параграфе оно обозначалось просто через  $N$ ), то, пользуясь формулами (49) и (50), мы можем определить полные количества нейтральных и

ионизованных атомов данного элемента (а если применить еще формулу, аналогичную (50), для  $\frac{N^{++}}{N^{+}}$ , то и полное число дважды ионизованных атомов).

Однако для вычисления  $\frac{N^{+}}{N_1}$  по формуле (50) необходимо предварительное определение средней концентрации свободных электронов в атмосфере звезды. Для нахождения указанной величины применяются два способа.

Первый способ может быть использован тогда, когда в спектре звезды наблюдаются линии одного и того же атома в разных стадиях ионизации. Допустим, например, что наблюдаются линии нейтрального и однажды ионизованного атомов. В таком случае при помощи кривой роста и формулы Больцмана мы можем найти числа  $N_1$  и  $N^{+}$ . После этого по формуле (50) определяется и искомая величина  $\bar{n}_e$ .

В спектре Солнца присутствуют линии Ca и  $\text{Ca}^{+}$ , а также Sr и  $\text{Sr}^{+}$ . Применение указанного способа в обоих случаях дает приблизительно одинаковый результат, а именно  $\bar{n}_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Второй способ определения величины  $\bar{n}_e$  основан на подсчете числа линий данной серии, наблюдающихся в спектре звезды. Известно, например, что в спектрах разных звезд наблюдается различное число линий бальмеровской серии. Объясняется это влиянием заряженных частиц на высокие энергетические уровни атома, вследствие чего эти уровни сливаются, становясь частью энергетического континуума. Теория приводит к выводу, что концентрация заряженных частиц  $n$  связана с номером последнего различимого уровня  $i$  формулой [5]:

$$\lg n = 23,26 - 7,5 \lg i. \quad (51)$$

Здесь  $n = 2\bar{n}_e$  или  $n = \bar{n}_e$ , в зависимости от температуры.

После определения тем или другим способом величины  $\bar{n}_e$  становится возможным использование формулы (50), т. е. становится осуществимым переход от  $N_1$  к  $N^{+}$  или обратно.

Определение химического состава звездных атмосфер при помощи кривых роста и формул (49) и (50) делалось неоднократно. В табл. 1 приведены результаты определения химического состава атмосферы Солнца, полученные Ресселом [6]. В этой таблице единицей для величин  $N_1$ ,  $N^{+}$  и  $N_1 + N^{+}$  служат  $6 \cdot 10^{12}$  атомов на  $1 \text{ см}^2$ .

Обращает на себя внимание отсутствие в таблице сведений о количестве атомов гелия в солнечной атмосфере. Причиной этого является отсутствие линий поглощения гелия в спектре Солнца. В видимой части спектра могут наблюдаться линии гелия, возникающие только из возбужденных состояний. Однако потенциал возбуждения гелия очень велик. Поэтому при сравнительно низкой температуре Солнца в возбужденных состояниях оказывается мало атомов гелия и они не могут дать заметных линий поглощения. Интенсивные линии поглощения гелия появляются только в спектрах горячих звезд (классов В и О).

Однако в спектре солнечной хромосферы наблюдаются эмиссионные линии гелия. По отношению интенсивностей эмиссионных линий гелия и водорода удалось определить, что число атомов гелия составляет примерно 0,2 числа атомов водорода.

Таким образом, наиболее распространенным элементом в солнечной атмосфере является водород. За ним следует гелий. Далее идут легкие элементы: углерод, азот, кислород. Число атомов металлов, вместе взятых, составляет примерно одну десятитысячную числа атомов водорода.

Химический состав звездных атмосфер в общих чертах не отличается от химического состава атмосферы Солнца. Приблизительно таким же оказы-

Таблица 1

| Атом-<br>ный<br>номер | Элемент | $\lg N_1$ | $\lg N^+$ | $\lg (N_1+N^+)$ | Атом-<br>ный<br>номер | Элемент | $\lg N_1$ | $\lg N^+$ | $\lg (N_1+N^+)$ |
|-----------------------|---------|-----------|-----------|-----------------|-----------------------|---------|-----------|-----------|-----------------|
| 1                     | H       | 11,5      | 5,7       | 11,5            | 42                    | Mo      | 0,5       | 1,4       | 1,4             |
| 3                     | Li      | -0,9      | 2,0       | 2,0             | 44                    | Ru      | 1,0       | 1,6       | 1,7             |
| 4                     | Be      | 1,8       | 0,8       | 1,8             | 45                    | Rh      | -0,3      | 0,5       | 0,5             |
| 6                     | C       | 7,4       | 4,4       | 7,4             | 46                    | Pd      | 0,6       | 0,9       | 1,1             |
| 7                     | N       | 7,6       | 1,8       | 7,6             | 47                    | Ag      | 0,0       | 1,0       | 1,0             |
| 8                     | O       | 9,0       | 3,3       | 9,0             | 48                    | Cd      | 2,1       | 1,6       | 2,2             |
| 11                    | Na      | 4,0       | 7,2       | 7,2             | 49                    | In      | -2,0      | 0,0       | 0,0             |
| 12                    | Mg      | 7,0       | 7,7       | 7,8             | 50                    | Sn      | 0,3       | 1,2       | 1,2             |
| 13                    | Al      | 4,6       | 6,4       | 6,4             | 51                    | Sb      | 0,4       | 0,7       | 0,8             |
| 14                    | Si      | 7,0       | 7,0       | 7,3             | 56                    | Ba      | -0,2      | 3,3       | 3,3             |
| 16                    | S       | 5,7       | 3,4       | 5,7             | 57                    | La      | -0,7      | 1,8       | 1,8             |
| 19                    | K       | 2,8       | 6,8       | 6,8             | 58                    | Ce      | —         | 2,4       | 2,4             |
| 20                    | Ca      | 4,6       | 6,7       | 6,7             | 59                    | Pr      | —         | 0,6       | 0,6             |
| 21                    | Sc      | 1,9       | 3,6       | 3,6             | 60                    | Nd      | —         | 2,0       | 2,0             |
| 22                    | Ti      | 3,6       | 5,2       | 5,2             | 62                    | Sm      | —         | 1,5       | 1,5             |
| 23                    | V       | 1,9       | 5,0       | 5,0             | 63                    | Eu      | —         | 1,4       | 1,4             |
| 24                    | Cr      | 4,4       | 5,7       | 5,7             | 64                    | Gd      | —         | 1,1       | 1,1             |
| 25                    | Mn      | 5,1       | 5,8       | 5,9             | 66                    | Dy      | —         | 1,6       | 1,6             |
| 26                    | Fe      | 6,7       | 7,1       | 7,2             | 68                    | Er      | —         | 0,1       | 0,1             |
| 27                    | Co      | 5,1       | 5,4       | 5,6             | 72                    | Hf      | —         | 0,4       | 0,4             |
| 28                    | Ni      | 5,7       | 5,7       | 6,0             | 74                    | W       | -0,1      | -0,1      | 0,2             |
| 29                    | Cu      | 4,3       | 4,9       | 5,0             | 77                    | Ir      | -0,5      | -0,5      | -0,2            |
| 30                    | Zn      | 4,9       | 3,8       | 4,9             | 78                    | Pt      | 1,5       | 1,0       | 1,6             |
| 31                    | Ga      | 0,2       | 2,0       | 2,0             | 81                    | Tl      | -0,8      | 1,4       | 1,4             |
| 32                    | Ge      | 2,5       | 2,8       | 3,0             | 82                    | Pb      | 0,2       | 1,2       | 1,2             |
| 33                    | As      | 0,6       | -0,7      | 0,6             |                       |         |           |           |                 |
| 37                    | Rb      | -2,5      | 1,7       | 1,7             |                       |         |           |           |                 |
| 38                    | Sr      | 0,6       | 3,3       | 3,3             |                       |         |           |           |                 |
| 39                    | Yt      | 0,8       | 2,6       | 2,6             |                       |         |           |           |                 |
| 40                    | Zr      | 0,9       | 2,5       | 2,5             |                       |         |           |           |                 |
| 41                    | Cb      | -0,2      | 1,0       | 1,0             |                       |         |           |           |                 |

вается и химический состав газовых туманностей. Вывод об единстве химического состава звезд и туманностей имеет громадное значение для космогонии.

В некоторых случаях можно, однако, говорить о реальных различиях в химическом составе звезд. Один из таких случаев представляют звезды типа Вольфа—Райе. Спектры этих звезд обладают следующей особенностью: в одних спектрах есть эмиссионные полосы азота, но нет полос углерода, в других присутствуют полосы углерода, но нет полос азота. Вряд ли этот факт может быть объяснен иначе, чем различием в химическом составе. Следует также отметить, что согласно работам ряда авторов число атомов гелия в атмосферах звезд Вольфа—Райе в несколько раз превосходит число атомов водорода (подробнее см. гл. XVII).

Если один случай различия в химическом составе мы встречаем в начале спектральной последовательности, то другой — в конце ее. Здесь спектральная последовательность делится на две ветви: спектры звезд класса М характеризуются наличием полос окиси титана TiO, спектры звезд класса N — наличием полос Свана C<sub>2</sub>, циана CN и углеводорода CH. Трудно сомневаться в том, что в атмосфере звезд класса М кислорода больше, чем углерода, а в атмосферах звезд класса N углерода больше, чем кислорода.

Другие существенные особенности химического состава звезд класса N были обнаружены в результате работ Г. А. Шайна [7], а также Г. А. Шайна и В. Ф. Газе [8]. Наиболее интересная из этих особенностей касается содержания изотопов углерода C<sup>12</sup> и C<sup>13</sup>. Оказалось, что в атмосферах звезд класса N атомов C<sup>13</sup> всего в несколько раз меньше, чем атомов C<sup>12</sup>. Между тем на



Земле и на Солнце изотоп  $C^{13}$  встречается гораздо реже. Вопрос о количестве изотопов  $C^{12}$  и  $C^{13}$  важен потому, что эти изотопы играют существенную роль в углеродном цикле ядерных реакций.

Возможно, что имеются также реальные различия в химическом составе атмосфер звезд других спектральных классов. Например, наблюдениями установлено существование звезд, в спектрах которых очень сильны линии некоторых металлов, а также звезд, в спектрах которых слабы линии водорода. Однако в настоящее время еще нельзя сказать, имеем ли мы дело в этих случаях с особенностями химического состава, или с особенностями возбуждения и ионизации атомов в атмосферах звезд.

§ 90. Причины расширения спектральных линий. Если излучение в непрерывном спектре проходит через слой газа, оптическая толщина которого в центре линии порядка нескольких единиц, то ширина образующейся при этом линии поглощения будет по порядку равна доплеровой ширине. С увеличением оптической толщины слоя ширина линии поглощения растет сначала очень медленно. Но когда оптическая толщина слоя станет очень большой (порядка тысячи), будет наблюдаться быстрый рост ширины линии поглощения по мере увеличения оптической толщины слоя. Сказанное подтверждается полученными выше формулами (34) и (38), в которых оптическая толщина слоя в центре линии равна приблизительно  $k_0 N$ .

Доплерова ширина линии, как мы знаем, составляет несколько сотых долей ангстрема. Между тем ширины многих линий в звездных спектрах оказываются порядка  $1 \text{ \AA}$  и больше. Это значит, что оптические толщины звездных атмосфер в этих линиях (иными словами, количества поглощающих атомов) очень велики.

Большое количество поглощающих атомов в звездных атмосферах является основной причиной большой ширины линий поглощения в звездных спектрах. Однако существует также ряд других причин, ведущих к увеличению ширины линий поглощения. Ниже мы укажем две важнейшие из них.

Э ф ф е к т Ш т а р к а. Как известно, эффектом Штарка называется расщепление энергетических уровней атома в электрическом поле. В звездных атмосферах существуют электрические поля, вызываемые заряженными частицами (электронами и ионами). Благодаря движению частиц электрическое поле вокруг данного атома меняется с течением времени. Оно меняется также при переходе от одного атома к другому в данный момент времени вследствие различий в положении частиц. Последнее обстоятельство означает, что энергетические уровни разных атомов, расщепляясь, смещаются на неодинаковую величину. Соответствующие компоненты линии, образованные разными атомами, сливаются. Следовательно, эффект Штарка, вызванный электронами и ионами, приводит к расширению спектральной линии.

Теория расширения спектральных линий, обусловленного эффектом Штарка, основывается на вычислении вероятности различных значений напряженности электрического поля, созданного случайным расположением заряженных частиц.

Будем считать сначала, что электрическое поле создается только ионом (или электроном), ближайшим к рассматриваемому атому. Влияния далеких частиц отчасти компенсируют друг друга, и мы ими пока пренебрежем.

Если  $n$  — число ионов в  $1 \text{ см}^3$ , то среднее расстояние  $x_0$  между ионами определяется из соотношения

$$\frac{4}{3} \pi x_0^3 n = 1, \quad (52)$$

а вероятность того, что ближайший ион находится от атома на расстоянии,

заклученном в пределах от  $x$  до  $x + dx$ , равна

$$e^{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^3} d\left(\frac{x}{x_0}\right)^3. \quad (53)$$

Пусть  $F$  — напряженность поля:

$$F = \frac{e}{x^2}, \quad (54)$$

$F_0$  — средняя напряженность:

$$F_0 = \frac{e}{x_0^2} = \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{2}{3}} en^{\frac{2}{3}} = 2,60 en^{\frac{2}{3}}, \quad (55)$$

а  $\beta = \frac{F}{F_0}$ . Обозначим через  $W(\beta) d\beta$  вероятность того, что величина  $\beta$  заключена в интервале от  $\beta$  до  $\beta + d\beta$ . Так как  $\beta = \left(\frac{x_0}{x}\right)^3$ , то из (53) получаем:

$$W(\beta) d\beta = e^{-\beta^{\frac{1}{3}}} d(-\beta^{-\frac{1}{3}}) = \frac{1,50}{\beta^{\frac{5}{2}}} e^{-\beta^{\frac{1}{3}}} d\beta. \quad (56)$$

Теория, учитывающая действие всех частиц [9, 10], приводит к следующей формуле для функции  $W(\beta)$ :

$$W(\beta) = \frac{2}{\pi\beta} \int_0^{\infty} v \sin v e^{-\left(\frac{v}{\beta}\right)^{\frac{3}{2}}} dv. \quad (57)$$

Формулы (56) и (57) близки друг к другу. При больших значениях  $\beta$  они дают почти совпадающие значения  $W(\beta)$ . Последнее обстоятельство объясняется тем, что большая напряженность электрического поля вызывается близким прохождением около атома одного иона.

После определения функции  $W(\beta)$  не составляет труда вычисление коэффициента поглощения в линии, расширенной эффектом Штарка. Такие вычисления были сделаны для водородного атома следующим путем.

Сначала находилось распределение по частотам энергии, излучаемой в линии элементарным объемом. С этой целью использовалось соотношение, связывающее смещение  $k$ -го компонента расщепленной линии  $\Delta\lambda$  с напряженностью поля  $F$ :

$$\Delta\lambda = \frac{3h}{8\pi^2 m c e} \lambda^2 n_k F, \quad (58)$$

где  $n_k$  — целое число, зависящее от начального и конечного термов, а также распределение интенсивности по компонентам, даваемое квантовой механикой. После этого коэффициент поглощения находился из того условия, что он пропорционален энергии, излучаемой элементарным объемом, и удовлетворяет интегральному соотношению

$$\int k_\nu d\nu = \frac{\pi e^2}{m c} f, \quad (59)$$

имеющему место при любых причинах расширения линии (см. том I, § 8).

Особый интерес представляет выражение для коэффициента поглощения в далеких от центра частях линии. Указанные вычисления привели к выводу, что в крыльях бальмеровских линий коэффициент поглощения определяется формулой

$$k_\lambda = C \frac{F_0^{\frac{3}{2}}}{(\lambda - \lambda_0)^{5/2}}, \quad (60)$$

где постоянная  $C$  равна  $3,13 \times 10^{-16}$  для  $H_\alpha$ ,  $0,885 \times 10^{-16}$  для  $H_\beta$ ,  $0,442 \times 10^{-16}$  для  $H_\gamma$  и  $0,309 \times 10^{-16}$  для  $H_\delta$ , причем  $\lambda - \lambda_0$  выражено в ангстремах.

Подставляя в формулу (60) выражение (55) для  $F_0$ , мы находим, что коэффициент поглощения пропорционален концентрации заряженных частиц  $n$ . Следовательно, при достаточно больших значениях  $n$  коэффициент поглощения в крыльях линии будет определяться не ранее приведенной формулой (29), а формулой (60). Иными словами, ширина линии будет определяться в этом случае эффектом Штарка.

Вопрос о том, осуществляется ли в действительности указанный случай в звездных атмосферах, решается в утвердительном смысле. Об этом свидетельствуют два следующих важных факта:

1. Эквивалентные ширины балмеровских линий в звездных спектрах медленно убывают с возрастанием номера линии. Именно так и должно быть при расширении линий вследствие эффекта Штарка. Если бы ширины линий определялись только затуханием излучения, то они быстро убывали бы с возрастанием номера линии вследствие быстрого убывания силы осциллятора.

2. Эквивалентные ширины балмеровских линий в спектрах звезд-карликов значительно больше, чем в спектрах звезд-сверхгигантов. Объясняется это тем, что плотность вещества (а значит, и концентрация ионов) в атмосферах карликов значи-

тельно больше, чем в атмосферах сверхгигантов (из-за больших значений ускорения силы тяжести на поверхности звезды). По указанной причине водородные линии в спектрах карликов сильно расширены благодаря эффекту Штарка. Особенно широки линии в спектрах белых карликов, так как плотность вещества в их атмосферах очень велика.

Следует отметить, что по эквивалентной ширине и профилям водородных линий в звездных спектрах можно судить об ускорении силы тяжести на поверхности звезды.

Кроме водородных линий, действию эффекта Штарка подвержены также высокие члены серий гелия, лития и других атомов.

**Вращение звезд.** Если звезда вращается, то части диска, удаляющиеся от нас, дают линию поглощения, смещенную в красную сторону спектра, а части диска, приближающиеся к нам, в фиолетовую. В целом вращающаяся звезда дает линию поглощения, расширенную по сравнению с линией поглощения в спектре неподвижной звезды.

Важно отметить, что благодаря вращению звезды происходит расширение всех линий в ее спектре. Этим эффектом вращение существенно отличается, например, от эффекта Штарка, вызывающего заметное расширение лишь тех линий, которые особенно чувствительны к электрическому полю.

Теорией влияния вращения звезды на профили линий поглощения занимались впервые Г. А. Шайн и О. Струве [11], а затем другие авторы [12]. Основы этой теории таковы.

Пусть скорость вращения звезды на экваторе равна  $v$ , а ось вращения образует с лучом зрения угол  $i$ . Возьмем прямоугольную систему координат  $x, y, z$  с началом в центре звезды, с осью  $z$ , направленной к наблюдателю, и с осью  $y$ , лежащей в плоскости, проведенной через ось вращения и луч зрения (рис. 143). Для упрощения записи будем считать, что радиус звезды равен единице.

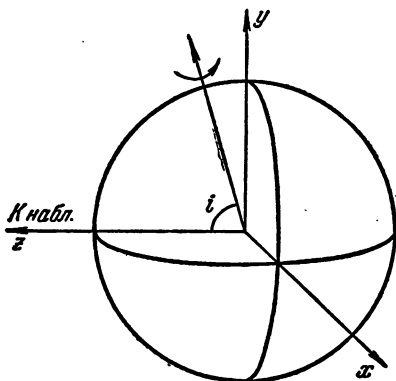


Рис. 143.

Обозначим через  $I(x, y, \nu - \nu_0)$  интенсивность излучения, идущего от точки с координатами  $x, y$  на диске невращающейся звезды внутри линии на расстоянии  $\nu - \nu_0$  от ее центра. Если звезда вращается, то в выражение для интенсивности излучения вместо  $\nu_0$  надо подставить центральную частоту для рассматриваемой точки, равную

$$\nu_0 + \nu_0 \frac{v_z}{c},$$

где  $v_z$  — лучевая скорость этой точки. Легко получить, что

$$v_z = -xv \sin i. \quad (61)$$

Поэтому интенсивность излучения, идущего от точки с координатами  $x, y$  на диске вращающейся звезды, в частоте  $\nu$  будет  $I(x, y, \nu - \nu_0 + \nu_0 \frac{v}{c} x \sin i)$ .

Обозначим далее через  $I_0(x, y)$  интенсивность излучения, идущего от точки с координатами  $x, y$  на диске звезды в непрерывном спектре. Тогда отношение энергии, излучаемой звездой в частоте  $\nu$  внутри линии, к энергии, излучаемой звездой в непрерывном спектре (в единичном интервале частот), будет равно

$$\bar{r}(\nu - \nu_0) = \frac{\int_{-1}^{+1} dx \int_0^{\sqrt{1-x^2}} I\left(x, y, \nu - \nu_0 + \nu_0 \frac{v}{c} x \sin i\right) dy}{\int_{-1}^{+1} dx \int_0^{\sqrt{1-x^2}} I_0(x, y) dy} \quad (62)$$

Этой формулой и определяется профиль линии поглощения в спектре вращающейся звезды.

С возрастанием скорости вращения звезды ширина линии поглощения увеличивается. Однако одновременно линия становится менее глубокой. Указанное обстоятельство связано с тем, что эквивалентная ширина линии при этом не меняется: при любой скорости вращения она равна эквивалентной ширине линии в спектре невращающейся звезды. Этот результат, понятный из физических соображений, легко получить также из формулы (62).

Для упрощения использования формулы (62) сделаем предположение, что профиль линии поглощения во всех частях диска невращающейся звезды одинаков, т. е.

$$I(x, y, \nu - \nu_0) = r(\nu - \nu_0) I_0(x, y). \quad (63)$$

Подставляя (63) в (62), получаем:

$$r(\nu - \nu_0) = \int_{-1}^{+1} r\left(\nu - \nu_0 + \nu_0 \frac{v}{c} x \sin i\right) A(x) dx, \quad (64)$$

где

$$A(x) = \frac{\int_0^{\sqrt{1-x^2}} I_0(x, y) dy}{\int_{-1}^{+1} dx \int_0^{\sqrt{1-x^2}} I_0(x, y) dy}. \quad (65)$$

Выразим расстояние от центра линии в наибольших доплеровских ширинах, обусловленных вращением, т. е. положим:

$$t = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \frac{c}{v \sin i} \quad (66)$$

и вместо  $r(v - v_0)$  и  $\bar{r}(v - v_0)$  будем писать просто  $r(t)$  и  $\bar{r}(t)$ . Тогда вместо соотношения (64) получаем:

$$r(t) = \int_{-1}^{+1} r(t-x) A(x) dx. \quad (67)$$

Соотношение (67) дает возможность вычислить профиль линии в спектре вращающейся звезды по профилю линии в спектре невращающейся звезды, если известна величина  $A(x)$ . Чтобы определить эту величину, надо знать закон распределения интенсивности излучения в непрерывном спектре на диске звезды. Мы примем, как обычно,

$$I_0 = C(1 + \beta \cos \vartheta), \quad (68)$$

где  $\vartheta$  — угловое расстояние от центра диска. Так как  $\sin \vartheta = \sqrt{x^2 + y^2}$ , то вместо (68) имеем:

$$I_0(x, y) = C[1 + \beta \sqrt{1 - (x^2 + y^2)}]. \quad (69)$$

Подставляя (69) в (65) и производя интегрирование, находим:

$$A(x) = \frac{\frac{2}{\pi} \sqrt{1-x^2} + \frac{\beta}{2}(1-x^2)}{1 + \frac{2}{3}\beta}. \quad (70)$$

Очевидно, что величина  $A(x)$  определяет собой профиль линии в спектре вращающейся звезды, если ширина линии в спектре невращающейся звезды очень мала. Если же указанная ширина не мала (т. е. сравнима с шириной линии, расширенной вращением), то для определения профиля линии в спектре вращающейся звезды надо пользоваться формулами (67) и (70).

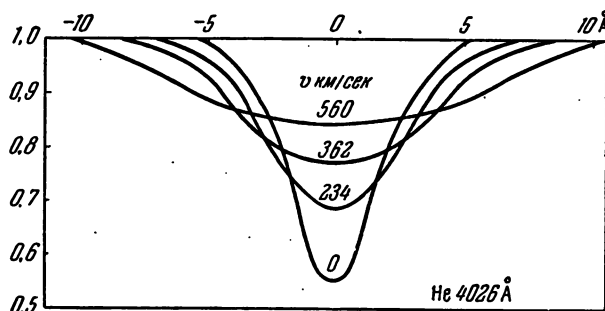


Рис. 144.

Изучение звездных спектров показывает, что во многих случаях линии поглощения расширены вращением. Как вытекает из сказанного выше, чтобы отличить эффект вращения от других эффектов, ведущих к расширению линий, надо принять во внимание следующие обстоятельства: 1) вращение расширяет все линии, 2) ширина линий, расширенных вращением, приблизительно пропорциональна длине волны (вследствие эффекта Доплера), 3) эквивалентные ширины линий не зависят от расширения вращением.

Использование изложенной выше теории позволяет находить по контурам линий скорость вращения звезды (точнее говоря, величину  $v \sin i$ ). Для этого берут профиль линии в спектре невращающейся звезды рассматриваемого спектрального класса и при помощи формулы (67) строят профили линий, расширенных вращением, при разных значениях параметра  $v \sin i$ . Сравнение этих профилей с профилем линии в спектре данной звезды и дает возможность определить искомое значение  $v \sin i$ .

На рис. 144 для примера приведен профиль линии 4026 Å в спектре не-вращающейся звезды i Her, а также найденные при помощи формулы (67) профили линий, деформированные вращением.

Следует отметить, что уверенное определение величины  $v \sin i$  возможно только тогда, когда она достигает значений порядка нескольких десятков километров в секунду. В противном случае эффект вращения трудно отделить от других эффектов, влияющих на профиль линии.

Указанным способом величины  $v \sin i$  были определены для многих звезд. Оказалось, что наиболее быстро вращаются звезды ранних спектральных классов. Например, значения величины  $v \sin i$  у звезд класса В доходят до 200—300 км/сек, а у звезд класса Ве еще больше.

Определение скорости вращения  $v$  отдельной звезды по профилям линий, очевидно, невозможно. Однако для большой группы звезд может быть осуществлен переход от величин  $v \sin i$  к скоростям  $v$  статистическим путем [13]. Такие результаты представляют большой интерес для космогонии.

§ 91. Модель Эддингтона. Сделанное выше предположение о разделении внешних частей звезды на два слоя, фотосферу и атмосферу, является довольно грубым. Хотя в среднем линейчатый спектр возникает в самых поверхностных слоях звезды, а непрерывный спектр — в более глубоких, провести границу между ними, конечно, нельзя.

Теперь мы откажемся от указанного предположения и будем считать, что в каждом элементарном объеме происходит поглощение и излучение энергии как в непрерывном спектре, так и в линиях. Такую модель внешних слоев звезды будем называть моделью Эддингтона [14].

Строго говоря, при принятии модели Эддингтона проблемы образования непрерывного и линейчатого спектров звезды следует рассматривать совместно. Однако влияние поглощения и излучения в линиях на возникновение непрерывного спектра невелико. Поэтому в первом приближении при рассмотрении образования непрерывного спектра можно пренебречь наличием линий (что и было сделано раньше), а при рассмотрении образования линейчатого спектра все величины, характеризующие непрерывный спектр, можно считать уже известными (что и будет предполагаться дальше).

Следует отметить, что в ряде работ [15] было учтено влияние линий на непрерывный спектр, однако на этом вопросе мы останавливаться не будем.

Переходя к рассмотрению задачи об образовании линий поглощения в случае модели Эддингтона, напомним прежде всего соответствующее уравнение переноса излучения. Считая, что атмосфера состоит из плоско-параллельных слоев, имеем:

$$\cos \vartheta \frac{dI_v}{dr} = -(\sigma_v + \alpha) I_v + \epsilon_v + \alpha B, \quad (71)$$

где через  $\sigma_v$  и  $\epsilon_v$  обозначены объемные коэффициенты поглощения и излучения в спектральной линии, а через  $\alpha$  и  $\alpha B$  — объемные коэффициенты поглощения и излучения в непрерывном спектре. Мы не отмечаем буквой  $v$  величины  $\alpha$  и  $B$ , так как они слабо зависят от частоты в пределах линии.

Как и ранее, будем считать, что все кванты частоты  $v$ , поглощенные элементарным объемом в спектральной линии, излучаются им в виде квантов той же частоты  $v$ . В таком случае

$$\epsilon_v = \sigma_v \int I_v \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (72)$$

Подставляя (72) в (71) и вводя оптическую глубину в непрерывном спектре  $\tau$  посредством соотношения  $d\tau = -\alpha dr$ , получаем:

$$\cos \vartheta \frac{dI_v}{d\tau} = (1 + \eta_v) I_v - \eta_v \int I_v \frac{d\omega}{4\pi} - B, \quad (73)$$

где

$$\eta_v = \frac{\sigma_v}{\alpha}. \quad (74)$$

Вообще говоря, величина  $\eta_v$  является очень сложной функцией оптической глубины, так как  $\sigma_v$  зависит от концентрации данных атомов в  $i$ -м состоянии ( $\sigma_v = n_i k_v$ ), а  $\alpha$  — от концентрации всех атомов в разных состояниях. Для простоты мы примем, что  $\eta_v = \text{const}$  в атмосфере. Рассмотрение уравнения (73) для отдельных случаев зависимости  $\eta_v$  от  $\tau$  было выполнено Эддингтоном [14] и Паннекуком [16].

Входящая в уравнение (73) функция  $B(\tau)$  может считаться известной из теории фотосфер. В частности, для  $B(\tau)$  можно принять следующее приближенное выражение:

$$B(\tau) = B_0(1 + \beta\tau), \quad (75)$$

где  $B_0$  и  $\beta$  — некоторые постоянные (см. формулу (61) предыдущей главы).

Получим сначала приближенное решение уравнения (73). Предварительно введем обозначения:

$$\bar{I}_v = \int I_v \frac{d\omega}{4\pi}, \quad \bar{H}_v = \int I_v \cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (76)$$

Величина  $\bar{I}_v$  представляет собой среднюю интенсивность излучения в данном месте, а  $4\pi\bar{H}_v$  — поток излучения.

Умножив уравнение (73) сначала на  $\frac{d\omega}{4\pi}$ , а затем на  $\cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi}$  и проинтегрировав по всем телесным углам, находим:

$$\frac{d\bar{H}_v}{d\tau} = \bar{I}_v - B, \quad (77)$$

$$\frac{1}{3} \frac{d\bar{I}_v}{d\tau} = (1 + \eta_v) \bar{H}_v. \quad (78)$$

Здесь мы воспользовались приближенным соотношением:

$$\int I_v \cos^2 \vartheta \frac{d\omega}{4\pi} = \frac{1}{3} \bar{I}_v. \quad (79)$$

Из уравнений (77) и (78) получаем следующее уравнение для определения  $\bar{I}_v$ :

$$\frac{d^2 \bar{I}_v}{d\tau^2} = 3(1 + \eta_v)(\bar{I}_v - B). \quad (80)$$

Общее решение уравнения (80) имеет вид

$$\bar{I}_v = C_v e^{-\tau \sqrt{3(1+\eta_v)}} + D_v e^{\tau \sqrt{3(1+\eta_v)}} + B, \quad (81)$$

где  $C_v$  и  $D_v$  — произвольные постоянные. Частное решение  $I_v = B$  соответствует случаю, когда  $B$  является линейной функцией от  $\tau$ , т. е. дается формулой (75).

Очевидно, что в глубоких слоях атмосферы, где линии в спектре отсутствуют,  $I_v = B$ . Поэтому должно быть  $D_v = 0$ . Следовательно, имеем:

$$\bar{I}_v = C_v e^{-\tau \sqrt{3(1+\eta_v)}} + B_0(1 + \beta\tau). \quad (82)$$

При помощи (78) получаем:

$$\bar{H}_v = \frac{1}{3(1+\eta_v)} [-C_v e^{-\tau \sqrt{3(1+\eta_v)}} \sqrt{3(1+\eta_v)} + B_0\beta]. \quad (83)$$

Для определения постоянной  $C_v$  надо использовать условие на границе звезды. В принятом приближении оно имеет вид

$$\bar{I}_v = 2H_v \quad (\text{при } \tau = 0). \quad (84)$$

Подставляя (82) и (83) в (84), находим:

$$C_v \sqrt{3(1+\eta_v)} = -\frac{3(1+\eta_v) - 2\beta}{\sqrt{3(1+\eta_v)} + 2} B_0. \quad (85)$$

Так как нашей задачей является определение профиля линии поглощения в спектре звезды, то нам надо найти поток выходящего из звезды излучения, т. е. величину  $H_v(0) = 4\pi \bar{H}_v(0)$ . Полагая в формуле (83)  $\tau = 0$  и принимая во внимание (85), получаем:

$$H_v(0) = 4\pi B_0 \frac{1 + \frac{\beta}{\sqrt{3(1+\eta_v)}}}{\sqrt{3(1+\eta_v)} + 2}. \quad (86)$$

Вне спектральной линии  $\eta_v = 0$ . Следовательно, поток излучения в непрерывном спектре вблизи линии равен

$$H_0(0) = 4\pi B_0 \frac{1 + \frac{\beta}{\sqrt{3}}}{\sqrt{3} + 2}. \quad (87)$$

Из (86) и (87) находим:

$$r_v = \frac{H_v(0)}{H_0(0)} = \frac{1 + \frac{\beta}{\sqrt{3(1+\eta_v)}}}{1 + \frac{\beta}{\sqrt{3}}} \frac{\sqrt{3} + 2}{\sqrt{3(1+\eta_v)} + 2}. \quad (88)$$

Этой формулой и определяется искомый профиль линии поглощения в звездном спектре.

Заметим, что в центральных частях сильных линий  $\eta_v \gg 1$ . Поэтому в данном случае имеем:

$$r_v \approx \frac{\sqrt{3} + 2}{\sqrt{3} + \beta} \frac{1}{\sqrt{\eta_v}}. \quad (89)$$

Мы видим, что величина  $r_v$  зависит от  $\beta$  только через посредство потока в непрерывном спектре. Поток же в центральных частях линии от  $\beta$  практически не зависит. Это объясняется тем, что центральные части сильных линий образуются в самых поверхностных слоях атмосферы (где можно считать, что  $B = B_0$ ).

Во внешних частях линий  $\eta_v \ll 1$ . В этом случае формула (88) дает

$$r_v = 1 - \frac{\eta_v}{2} \left( \frac{\beta}{\sqrt{3} + \beta} + \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{3} + 2} \right). \quad (90)$$

Таким образом, величина  $1 - r_v$  пропорциональна  $\eta_v$  или (так как  $\eta_v = \frac{nk_v}{a}$ ) коэффициенту поглощения в линии  $k_v$ . В частности, если  $k_v$  определяется затуханием излучения, то

$$1 - r_\lambda = \frac{c_1}{(\Delta\lambda)^2}, \quad (91)$$

а если  $k_v$  определяется эффектом Штарка, то

$$1 - r_k = \frac{c_2}{(\Delta\lambda)^{5/2}}, \quad (92)$$

где  $c_1$  и  $c_2$  — некоторые постоянные.



При помощи формулы (88), как и в случае модели Шварцшильда—Шустера, может быть получена «кривая роста». Оказывается, что эквивалентная ширина линии  $W$  растет сначала как  $k_0 \frac{n}{\alpha}$ , затем примерно как  $\sqrt{\lg k_0 \frac{n}{\alpha}}$  и, наконец, как  $\sqrt{k_0 \frac{n}{\alpha}}$ . Таким образом, и в данном случае кривая роста имеет приблизительно такой же вид, как и раньше, только вместо числа поглощающих атомов  $N$  аргументом является величина  $\frac{n}{\alpha}$ . Заметим, что величина  $\frac{n}{\alpha}$  по своему физическому смыслу также является числом поглощающих атомов—в столбе с сечением  $1 \text{ см}^2$  и с основанием на оптической глубине  $\tau = 1$ . В самом деле, мы имеем:

$$N(\tau) = \int_{\tau}^{\infty} n(r) dr = \int_{\tau}^{\infty} \frac{n}{\alpha} \alpha dr = \frac{n}{\alpha} \tau, \quad (93)$$

откуда и вытекает наше утверждение.

Формула (88) определяет профиль линии поглощения в спектре всей звезды. Однако полученные выше результаты позволяют определить и профиль линии поглощения на угловом расстоянии  $\vartheta$  от центра диска, т. е. величину  $r_v(\vartheta)$ . Для этого надо проинтегрировать уравнение переноса (73), предварительно подставив в него выражение для величины  $\bar{I}_v$ , даваемое формулами (82)—(85). В результате получаем:

$$r_v(\vartheta) = \frac{1}{1 + \beta \cos \vartheta} \left[ 1 + \frac{\beta \cos \vartheta}{1 + \eta_v} - \frac{\eta_v}{1 + \eta_v + \sqrt{3(1 + \eta_v)} \cos \vartheta} \frac{3(1 + \eta_v) - 2\beta}{3(1 + \eta_v) + 2\sqrt{3(1 + \eta_v)}} \right]. \quad (94)$$

Приведенное выше решение задачи о профилях линий поглощения в звездных спектрах, основанное на использовании соотношения (79), является приближенным. Однако до последнего времени им широко пользовались в астрофизических работах. Только сравнительно недавно, в связи с общим развитием теории переноса излучения, было получено точное решение указанной задачи.

В. А. Амбарцумян [17], применяя предложенный им «принцип инвариантности» (см. § 83), нашел следующее точное выражение для величины  $r_v(\xi)$  в случае изотермической атмосферы (т. е. при  $B = B_0$ ):

$$r_v(\xi) = \frac{\varphi(\xi)}{\sqrt{1 + \eta_v}}, \quad (95)$$

где функция  $\varphi(\xi)$  определяется уравнением:

$$\varphi(\xi) = 1 + \frac{\lambda}{2} \xi \varphi(\xi) \int_0^1 \frac{\varphi(\xi')}{\xi + \xi'} d\xi', \quad (96)$$

$$\xi = \cos \vartheta, \quad \lambda = \frac{\eta_v}{1 + \eta_v}.$$

Чандрасекар [2] дал обобщение формулы (95) на случай, когда  $B = B_0(1 + \beta\tau)$ . Он получил:

$$r_v(\xi) = \frac{\varphi(\xi)}{\sqrt{1 + \eta_v}} \left\{ 1 + \frac{\beta}{1 + \beta\xi} \frac{\eta_v}{1 + \eta_v} \left[ \frac{1}{2\sqrt{1 + \eta_v}} \int_0^1 \varphi(\xi') \xi' d\xi' - \xi \right] \right\}. \quad (97)$$

Подробные таблицы функции  $\varphi(\xi)$  приведены в книге Чандрасекара [2].

§ 92. Центральные интенсивности линий поглощения. Перейдем теперь к рассмотрению весьма важного вопроса о центральных интенсивностях линий поглощения в звездных спектрах.

Из наблюдений известно, что интенсивности в центре линий составляют несколько десятых или несколько сотых интенсивности непрерывного спектра. Посмотрим, к каким значениям центральных интенсивностей линий приводит изложенная выше теория.

В случае модели Шварцшильда—Шустера имеем:

$$r_{\nu_0} = \frac{1}{1 + k_{\nu_0} N}. \quad (98)$$

Чтобы определить величину  $r_{\nu_0}$ , сначала надо найти число поглощающих атомов  $N$ . Как мы знаем, это можно сделать по эквивалентной ширине линии  $W$  при помощи кривой роста. Такие определения приводят к выводу, что для многих линий значения величины  $k_{\nu_0} N$ , т. е. оптической толщины атмосферы в центре линии, очень велики, например, порядка  $10^6$ . Для этих линий формула (98) дает:  $r_{\nu_0} \approx 10^{-6}$ , т. е. значения, практически не отличающиеся от нуля. Между тем, как уже сказано, наблюдаемые значения  $r_{\nu_0}$  оказываются порядка 0,1. Таким образом, мы должны констатировать огромное расхождение между теорией и наблюдениями.

В случае модели Эддингтона из формулы (89) получаем:

$$r_{\nu_0} \approx \left( \frac{n}{a} k_{\nu_0} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (99)$$

Величина  $\frac{n}{a}$ , как и  $N$ , может быть найдена по кривой роста. Если при этом получено  $\frac{n}{a} k_{\nu_0} \approx 10^6$  (при одной и той же эквивалентной ширине  $W$  величины  $N$  и  $\frac{n}{a}$  примерно одинаковы), то формула (99) дает:  $r_{\nu_0} \approx 10^{-3}$ . Следовательно, в данном случае значения интенсивностей в центре линий оказываются гораздо более высокими, чем в предыдущем случае. Однако они все-таки значительно ниже интенсивностей, найденных из наблюдений.

Большие расхождения между теоретическими и наблюдаемыми значениями центральных интенсивностей линий поглощения свидетельствуют о том, что предположения, сделанные выше при составлении исходных уравнений, в действительности не осуществляются. Поэтому мы должны рассмотреть вопрос об образовании линий поглощения в звездных спектрах, отказавшись от этих предположений.

Выше мы предполагали, что каждый квант, поглощенный элементарным объемом в линии, излучается этим объемом в той же линии. Однако на самом деле происходит перераспределение излучения как между линиями, так и между линиями и непрерывным спектром.

Вопрос о перераспределении излучения между линиями к настоящему времени подробно не рассмотрен. Однако очевидно, что указанный процесс не может привести к увеличению центральных интенсивностей всех линий: если интенсивность одной линии увеличилась, то интенсивности других линий должны уменьшиться.

Иначе обстоит дело в случае перераспределения излучения между линиями и непрерывным спектром. Допустим, что происходит поглощение излучения за границей основной серии данного атома. Возникающий при этом ионизованный атом захватывает затем свободный электрон. Если захват происходит не на первый уровень, то при переходах электрона на более низкие уровни появляются новые кванты в спектральных линиях. Правда, могут происходить и обратные процессы, связанные с ионизацией из возбужденных

состояний. Однако мы сейчас покажем, что эти процессы играют меньшую роль.

Возьмем для простоты атом, обладающий только тремя уровнями энергии (1, 2 и 3), причем первые два — дискретные, а третий соответствует ионизованному состоянию. Раньше мы рассматривали лишь процессы рассеяния излучения в спектральной линии, т. е. переходы  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ . Теперь мы рассмотрим еще следующие процессы: 1) атом ионизируется из основного состояния, затем происходит захват электрона на второй уровень и, наконец, переход электрона со второго уровня на первый с излучением кванта в линии (переход  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ ); 2) атом переходит из первого состояния во второе при поглощении кванта в линии, далее следует ионизация из второго состояния и, наконец, захват на первый уровень (переход  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ ). Процессы первого рода приводят к появлению квантов в линии, процессы второго рода — к исчезновению таких квантов.

В глубоких слоях атмосферы, где можно предполагать наличие термодинамического равновесия, указанные процессы компенсируют друг друга. Однако во внешних слоях атмосферы дело обстоит не так. Обратим внимание на то, что вероятность процессов первого рода зависит только от плотности излучения за границей основной серии, а вероятность процессов второго рода — как от плотности излучения за границей второй серии, так и от плотности излучения в спектральной линии. Что касается плотности излучения в непрерывном спектре, то она, очевидно, не меняется в атмосфере. Однако плотность излучения в спектральной линии убывает при переходе от глубоких слоев к внешним. Поэтому во внешних слоях атмосферы число процессов первого рода преобладает над числом процессов второго рода, т. е. кванты в спектральной линии появляются чаще, чем исчезают.

Таким образом, перераспределение излучения между линиями и непрерывным спектром в звездных атмосферах должно приводить к увеличению центральных интенсивностей линий поглощения. Чтобы количественно оценить действие указанного флуоресцентного механизма, мы должны составить и решить соответствующее уравнение переноса излучения [18].

Примем, как и выше, эддингтоновскую модель звездной атмосферы и будем исходить из уравнения (71). Однако вместо формулы (72), определяющей величину  $\varepsilon_v$ , мы напомним:

$$\varepsilon_v = (1 - |\gamma|) \sigma_v \int I_v \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (100)$$

где под  $\gamma$  понимается доля квантов в спектральной линии, испытавших истинное поглощение (т. е. доля атомов, перешедших из второго состояния в ионизованное). Введением величины  $\gamma$  учитываются процессы второго рода \*).

Чтобы учесть процессы первого рода, введем объемный коэффициент излучения  $\varepsilon'_v$ . Таким образом, вместо уравнения (71) получаем:

$$\cos \vartheta \frac{dI_v}{dr} = -(\sigma_v + \alpha) I_v + (1 - \gamma) \sigma_v \bar{I}_v + \alpha B + \varepsilon'_v. \quad (101)$$

Легко найти выражение для величины  $\varepsilon'_v$ . В глубоких слоях атмосферы, где число процессов первого рода равно числу процессов второго рода,

$$\varepsilon'_v = \gamma \sigma_v \bar{I}_v. \quad (102)$$

Вместе с тем в указанных слоях  $\bar{I}_v = B$ . Поэтому вместо (102) имеем:

$$\varepsilon'_v = \gamma \sigma_v B. \quad (103)$$

\*) Обычно вместо  $\gamma$  пишут  $\varepsilon$ . Однако мы предпочли использовать новое обозначение, так как через  $\varepsilon$  обозначается объемный коэффициент излучения.

Можно считать, что полученное выражение для  $\varepsilon'_v$  сохранится и при переходе от глубоких слоев атмосферы к более внешним. Это обосновывается тем, что плотность излучения, вызывающего ионизацию атомов из основного состояния, в атмосфере почти не меняется. Однако, чтобы учесть возможное отличие плотности указанного излучения в атмосфере звезды от плотности при термодинамическом равновесии, мы введем в правую часть соотношения (103) некоторый поправочный множитель  $Q$ , т. е. примем:

$$\varepsilon'_v = Q\gamma\sigma_v B. \quad (104)$$

Подставляя (104) в (101), а также переходя от переменной  $r$  к  $\tau$ , находим:

$$\cos \vartheta \frac{dI_v}{d\tau} = (1 + \eta_v) I_v - (1 - \gamma) \eta_v I_v - (1 + Q\gamma\eta_v) B, \quad (105)$$

где  $\eta_v = \frac{\sigma_v}{\alpha}$ .

Получим приближенное решение уравнения (105), считая, что  $\eta_v = \text{const.}$  Из уравнения (105) имеем:

$$\frac{d\bar{H}_v}{d\tau} = (1 + \gamma\eta_v) \bar{I}_v - (1 + Q\gamma\eta_v) B, \quad (106)$$

$$\frac{d\bar{I}_v}{d\tau} = 3(1 + \eta_v) \bar{H}_v. \quad (107)$$

Отсюда получается следующее уравнение для определения  $\bar{I}_v$ :

$$\frac{d^2 \bar{I}_v}{d\tau^2} = 3(1 + \eta_v) [(1 + \gamma\eta_v) \bar{I}_v - (1 + Q\gamma\eta_v) B]. \quad (108)$$

Решение уравнения (108) имеет вид

$$\bar{I}_v = C_v e^{-\lambda_v \tau} + \frac{1 + Q\gamma\eta_v}{1 + \gamma\eta_v} B_0 (1 + \beta \tau), \quad (109)$$

где

$$\lambda_v^2 = 3(1 + \eta_v)(1 + \gamma\eta_v). \quad (110)$$

а  $C_v$  — произвольная постоянная. Постоянная при  $e^{\lambda_v \tau}$  равна нулю, так как  $\bar{I}_v$  не может с увеличением  $\tau$  возрастать экспоненциально. Подставляя (109) в (107), находим:

$$\bar{H}_v = \frac{1}{3(1 + \eta_v)} [-\lambda_v C_v e^{-\lambda_v \tau} + B_0 \beta]. \quad (111)$$

Определяя постоянную  $C_v$  из условия, что  $\bar{I}_v = 2\bar{H}_v$  при  $\tau = 0$ , получаем следующее выражение для интересующего нас потока излучения на границе звезды:

$$H_v(0) = 4\pi B_0 \frac{1 + Q\gamma\eta_v}{1 + \gamma\eta_v} \frac{\lambda_v + \beta}{3(1 + \eta_v) + 2\lambda_v}. \quad (112)$$

Отсюда вытекает, что

$$r_v = \frac{1 + Q\gamma\eta_v}{1 + \gamma\eta_v} \frac{\lambda_v + \beta}{1 + \frac{\beta}{\sqrt{3}}} \frac{\sqrt{3} + 2}{3(1 + \eta_v) + 2\lambda_v}. \quad (113)$$

Полученная формула для  $r_v$  является обобщением формулы (88) на случай наличия флуоресценции.

Для того чтобы пользоваться формулой (113), надо определить величину  $\gamma$ . Как уже сказано, она равна отношению числа ионизаций из второго состояния к сумме числа ионизаций и числа спонтанных переходов из этого состояния. При помощи эйнштейновских коэффициентов переходов (см. том I, § 7) величина  $\gamma$  представляется в виде

$$\gamma = \frac{B_{23}Q_{23}}{B_{23}Q_{23} + A_{21}}. \quad (114)$$

В этой формуле

$$B_{23}Q_{23} = c \int_{\nu_{23}}^{\infty} Q_{\nu} k_{2\nu} \frac{d\nu}{h\nu}, \quad (115)$$

где  $\nu_{23}$  — частота ионизации из второго состояния,  $k_{2\nu}$  — коэффициент поглощения за границей второй серии.

Для грубой оценки величины  $\gamma$  можно поступить так. Будем считать, что величина  $B_{23}Q_{23}$  действительно является произведением плотности излучения непосредственно за границей второй серии  $Q_{23}$  на эйнштейновский коэффициент перехода  $B_{23}$  (определенный в согласии с формулой (115)). Тогда, представляя  $Q_{23}$  и  $A_{21}$  в виде

$$Q_{23} = \frac{\sigma_{23}}{e \frac{h\nu_{23}}{kT} - 1}, \quad (116)$$

$$A_{21} = \frac{g_1}{g_2} \sigma_{12} B_{12}, \quad (117)$$

где

$$\sigma_{ik} = \frac{8\pi h \nu_{ik}^3}{c^3} \quad (118)$$

и принимая приближенно  $g_2 \approx g_1$ ,  $\sigma_{12} \approx \sigma_{23}$ ,  $B_{12} \approx B_{23}$ , получаем:

$$\gamma \approx e \frac{h\nu_{23}}{kT}. \quad (119)$$

Оценка величины  $\gamma$  по формуле (119) для атомов с потенциалом ионизации из возбужденного состояния около  $3V$  (например, для NaI и CaI) при температуре Солнца дает  $\gamma \approx 10^{-3}$ . Вычисления по формулам (114) и (115) приводят к значениям такого же порядка ( $\gamma = 0,0015$  для линий  $D_1$  и  $D_2$  натрия и  $\gamma = 0,0004$  для линии  $\lambda$  4227 CaI).

Применим теперь формулу (113) к центру линии. При этом будем считать, что

$$\gamma \eta_{v_0} \gg 1. \quad (120)$$

Указанное неравенство выполняется для многих сильных линий. Для них величина  $\eta_{v_0}$  очень велика (например, порядка  $10^6$ ), а величина  $\gamma$  часто оказывается не очень малой (например, порядка  $10^{-3}$ , как только что было показано). Кроме того, примем, что  $Q > 1$ .

При сделанных предположениях из формулы (113) получаем:

$$r_{v_0} \approx \frac{\sqrt{3}+2}{\sqrt{3}+\beta} Q \sqrt{\gamma}. \quad (121)$$

Мы видим, что формула (121) дает гораздо более высокие значения  $r_{v_0}$ , чем формула (89) (причем тем более высокие, чем сильнее выполняется неравенство (120)).

Таким образом, учет флуоресценции сильно повышает теоретические значения центральных интенсивностей линий. Однако при  $Q=1$  теоретические значения  $r_v$  оказываются все-таки меньше наблюдаемых. Например, для уже упомянутых линий  $D_1$  и  $D_2$  натрия и  $\lambda$  4227 кальция в спектре Солнца теоретическое и наблюдаемое значения  $r_v$  расходятся в 2—4 раза. Для линий H и K ионизованного кальция это расхождение гораздо больше, так как величина  $\gamma$  в этом случае очень мала.

Чтобы привести в согласие теорию с наблюдениями, приходится считать, что введенный выше гипотетический множитель  $Q$  значительно больше единицы. Это значит, что интенсивность ультрафиолетового излучения Солнца, вызывающего ионизацию атомов из основного состояния, должна во много раз превосходить интенсивность излучения, даваемую формулой Планка.

Однако в настоящее время у нас нет серьезных оснований для такого предположения. Поэтому поиски других факторов, влияющих на центральные интенсивности линий поглощения, очень желательны.

**§ 93. Образование линий поглощения при некогерентном рассеянии света.** До сих пор мы считали, что рассеяние излучения в спектральной линии происходит без изменения частоты световых квантов. В действительности же существует ряд причин, ведущих к перераспределению излучения по частотам внутри линии, т. е. к некогерентному рассеянию света. Это обстоятельство требует усовершенствования изложенной выше теории образования линий поглощения в звездных спектрах.

Особый интерес представляет вопрос: не может ли некогерентное рассеяние света приводить к более высоким значениям центральных интенсивностей линий поглощения по сравнению с рассмотренным ранее случаем когерентного рассеяния?

Остановимся сначала коротко на причинах, вызывающих некогерентность процесса рассеяния света. Эти причины таковы:

1. Естественная размытость энергетических уровней атома. Если уровни размыты, то атом может поглощать кванты одной частоты, а излучать кванты несколько другой частоты, возвращаясь после процесса рассеяния не точно в исходное состояние. Указанный эффект играет роль в случае линий субординатных серий, для которых как верхний, так и нижний уровень являются размытыми. В случае же линий основной серии, для которых нижний уровень может считаться бесконечно тонким (если только атом вследствие каких-либо причин не выводится часто из основного состояния), частота излученного кванта совпадает с частотой поглощенного кванта.

2. Тепловое движение атомов. Пусть движущийся атом поглотил квант определенной частоты. Так как этот атом может испустить квант в любую сторону, то вследствие эффекта Доплера частота излученного кванта может быть различной. Поэтому частоты квантов, как поглощенного, так и излученного движущимся атомом, вообще говоря, не совпадают. Так обстоит дело и в том случае, когда рассеяние света неподвижным атомом происходит без изменения частоты. Перераспределение излучения по частотам в резонансной линии, вызванное тепловым движением атомов, было изучено в работе Хенли [19].

3. Эффекты давления. Рассмотрим действие эффекта Штарка, происходящего от наличия ионов и свободных электронов в атмосфере звезды. Пусть в момент поглощения атомом кванта вблизи от атома находится возмущающая частица. За время, в течение которого атом пребывает в верхнем состоянии, частица может удалиться от атома, вследствие чего вызываемое ею смещение энергетических уровней изменится. По указанной причине частота излучаемого кванта будет отличаться от частоты поглощенного

кванта. При этом разность энергий квантов унесет с собой возмущающая частица.

Напишем теперь уравнение переноса излучения при некогерентном рассеянии. Для этого обозначим через  $p(\nu, \nu') d\nu$  вероятность того, что элементарный объем, поглотив кванты частоты  $\nu'$ , излучает кванты в интервале частот от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ . Функция  $p(\nu, \nu')$  определяется перечисленными выше причинами и, вообще говоря, весьма сложна.

Величина  $p(\nu, \nu') \sigma_{\nu'}$  представляет собой объемный коэффициент поглощения квантов частоты  $\nu'$  с последующим излучением квантов частоты  $\nu$ . Отметим, что всегда должно выполняться соотношение

$$p(\nu, \nu') \sigma_{\nu'} = p(\nu', \nu) \sigma_{\nu}, \quad (122)$$

выражающее «принцип обратимости» для оптических явлений. Кроме того, очевидно, должно быть

$$\int p(\nu, \nu') d\nu = 1, \quad (123)$$

где интегрирование производится по всем частотам.

При помощи функции  $p(\nu, \nu')$  объемный коэффициент излучения записывается в виде

$$\varepsilon_{\nu} = \int p(\nu, \nu') \sigma_{\nu'} d\nu' \int I_{\nu'} \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (124)$$

Это выражение для  $\varepsilon_{\nu}$  и должно быть подставлено в уравнение переноса излучения (71) (вместо выражения (72) при когерентном рассеянии).

Сложность функции  $p(\nu, \nu')$  заставляет ввести в рассмотрение предельный случай полностью некогерентного рассеяния, при котором вероятность рассеяния кванта частоты  $\nu$  не зависит от частоты поглощенного кванта  $\nu'$ . По-видимому, указанный случай близок к истине тогда, когда большую роль в расширении линий играют эффекты давления.

Если  $p$  не зависит от  $\nu'$ , то, как следует из соотношения (122),  $p = C\sigma_{\nu}$ , где  $C$  — постоянная. Определяя  $C$  из формулы (123), получаем:

$$p = \frac{\sigma_{\nu}}{\int \sigma_{\nu'} d\nu'}. \quad (125)$$

Таким образом, в случае полностью некогерентного рассеяния уравнение переноса излучения имеет вид

$$\cos \vartheta \frac{dI_{\nu}}{dr} = -(\sigma_{\nu} + \alpha) I_{\nu} + \frac{\sigma_{\nu}}{\int \sigma_{\nu'} d\nu'} \int \sigma_{\nu'} d\nu' \int I_{\nu'} \frac{d\omega}{4\pi} + \alpha B. \quad (126)$$

Это уравнение решить очень трудно. Поэтому было предложено принять приближенное равенство

$$\frac{\int \sigma_{\nu'} d\nu' \int I_{\nu'} \frac{d\omega}{4\pi}}{\int \sigma_{\nu'} d\nu'} = \int I_{\nu_0} \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (127)$$

Тогда уравнение (126) принимает вид

$$\cos \vartheta \frac{dI_{\nu}}{dr} = -(\sigma_{\nu} + \alpha) I_{\nu} + \sigma_{\nu} \bar{I}_{\nu_0} + \alpha B. \quad (128)$$

Полагая в уравнении (128)  $\nu = \nu_0$ , можно определить величину  $\bar{I}_{\nu_0}$ , а после этого и интенсивность излучения  $\bar{I}_{\nu}$ . Однако указанный способ решения уравнения (126) весьма груб. В частности, он дает для интенсивности излучения в центре линии такое же значение, как и при когерентном рассеянии.

Между тем методы современной теории рассеяния света позволяют найти для величины  $r_v(\xi)$  точное выражение, соответствующее решению уравнения (126). Используя «принцип инвариантности», автор [20] для случая изотермической атмосферы (т. е. при  $B=B_0$ ) получил

$$r_v(\xi) = \frac{\eta_v}{1+\eta_v} \varphi(x) \left\{ \sqrt{\int \frac{\sigma_v dv}{1+\eta_v}} - \frac{1}{2} \int_0^1 \varphi(x') K_1(x') \frac{x' dx'}{x'+x} \right\} + \frac{1}{1+\eta_v}, \quad (129)$$

где коэффициент  $\sigma_v$  считается нормированным к 1, а функция  $\varphi(x)$  определяется из уравнения

$$\varphi(x) = 1 + \frac{x}{2} \varphi(x) \int_0^1 \frac{\varphi(x')}{x+x'} K(x') dx' \quad (130)$$

и  $x = \frac{\xi}{1+\eta_v}$ . Вспомогательные функции  $K(x)$  и  $K_1(x)$  задаются формулами

$$K(x) = 2 \int_{v(x)}^{\infty} \eta_v \sigma_v dv, \quad K_1(x) = 2 \int_{v(x)}^{\infty} \sigma_v dv, \quad (131)$$

где  $v(x) = v_0$ , если  $x < \frac{1}{1+\eta_{v_0}}$ , и  $\frac{1}{1+\eta_{v(x)}} = x$ , если  $x > \frac{1}{1+\eta_{v_0}}$ .

Из формулы (129) может быть получено приближенное выражение для величины  $r_{v_0}$  без вычисления функции  $\varphi(x)$ . Легко видеть, что второй член в фигурных скобках по крайней мере в два раза меньше первого. Отбрасывая этот член, а также пренебрегая изменением функции  $\varphi(x)$  в интервале от 0 до  $\frac{1}{1+\eta_{v_0}}$ , находим:

$$r_{v_0} \approx \sqrt{\int \frac{\sigma_v dv}{1+\eta_v}}. \quad (132)$$

Примем для коэффициента поглощения в линии его обычное выражение, даваемое формулой (25). В таком случае из формулы (132) следует:

$$r_{v_0} \approx \left( \frac{a}{\eta_{v_0}} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (133)$$

В случае же когерентного рассеяния из формулы (95) приближенно получаем:

$$r_{v_0} \approx \eta_{v_0}^{-\frac{1}{2}}. \quad (134)$$

Мы видим, что формулы (133) и (134) сильно отличаются друг от друга. Если, например, принять  $\eta_{v_0} = 10^6$  и  $a=0,01$ , то мы получим, что при полностью некогерентном рассеянии  $r_{v_0} \approx 0,01$ , а при когерентном рассеянии  $r_{v_0} \approx 0,001$ .

Таким образом, центральные интенсивности линий поглощения в случае полностью некогерентного рассеяния могут быть гораздо больше, чем в случае когерентного рассеяния.

Формула (129), полученная для изотермической атмосферы, была обобщена в работе Басбридж [21] на случай линейной зависимости  $B(\tau)$  от оптической глубины  $\tau$ . Отметим, что и в этом случае величина  $r_v(\xi)$  выражается через функцию  $\varphi(x)$ , определенную уравнением (130).

Точное выражение для величины  $r_v(\xi)$  при линейной зависимости  $B$  от  $\tau$  и при наличии флуоресценции было получено автором [22]. Для этого



применялся новый метод, основанный на предварительном определении вероятности выхода кванта из звездной атмосферы (вообще говоря, после многократных рассеяний). В данном случае для величины  $r_{v_0}$  приближенно [примерно при тех же допущениях, что и при выводе формулы (132)] получаем:

$$r_{v_0} \approx \frac{1}{1+\beta\zeta} \sqrt{\left(\frac{a}{\eta_{v_0}}\right)^2 + \gamma}. \quad (135)$$

При когерентном рассеянии в аналогичном случае приближенно имеем:

$$r_{v_0} \approx \frac{1}{1+\beta\zeta} \sqrt{\frac{1}{\eta_{v_0}} + \gamma}. \quad (136)$$

Сравним между собой формулы (135) и (136). Для сильных линий безусловно выполняется неравенство

$$\left(\frac{a}{\eta_{v_0}}\right)^2 \gg \frac{1}{\eta_{v_0}}. \quad (137)$$

Поэтому, когда

$$\left(\frac{a}{\eta_{v_0}}\right)^2 \gg \gamma, \quad (138)$$

величина  $r_{v_0}$  при некогерентном рассеянии значительно больше, чем при когерентном. Если же

$$\left(\frac{a}{\eta_{v_0}}\right)^2 \ll \gamma, \quad (139)$$

то значения величины  $r_{v_0}$  при когерентном и некогерентном рассеянии — одного порядка. В этом случае флуоресценция играет преобладающую роль в формировании центральных частей линий поглощения при том и другом типе рассеяния.

Как уже говорилось, теория когерентного рассеяния без учета флуоресценции дает слишком низкие значения центральных интенсивностей по сравнению с получаемыми из наблюдений. Учет флуоресценции заметно улучшает положение. Однако только тогда, когда  $\gamma$  велико, теоретические и наблюдаемые значения величины  $r_{v_0}$  оказываются близкими друг к другу. Если же  $\gamma$  мало, теория все-таки сильно расходится с наблюдениями.

Полученные выше результаты позволяют сделать вывод, что в вопросе о центральных интенсивностях линий поглощения теория некогерентного рассеяния находится в лучшем согласии с наблюдениями, чем теория когерентного рассеяния. В тех случаях, когда  $\gamma$  велико, для величины  $r_{v_0}$  при некогерентном рассеянии получаются примерно такие же значения, как и при когерентном рассеянии, т. е. не отличающиеся сильно от наблюдаемых. В тех же случаях, когда  $\gamma$  мало, некогерентное рассеяние дает для величины  $r_{v_0}$  более высокие значения, чем когерентное рассеяние, т. е. более близкие к наблюдаемым.

Следует отметить, что различие между рассматриваемыми типами рассеяния проявляется не только в центральных интенсивностях, но и в профилях линий поглощения. При некогерентном рассеянии внутренние части линий оказываются значительно более резкими, чем при когерентном рассеянии. Эта разница особенно заметна при больших значениях  $\gamma$ . Наблюдения также дают более резкие линии, чем получаемые из теории когерентного рассеяния, однако это заключение еще нуждается в подтверждении.

Изучением поведения внешних частей линий поглощения специально занимался Хаутгаст [23]. Он пришел к выводу, что изменение крыльев сильных линий на диске Солнца может быть объяснено только при некогерентном рассеянии света.

§ 94. **Истолкование спектральной последовательности.** До сих пор мы занимались вопросом о том, как образуется спектр одной какой-либо звезды. Теперь коротко остановимся на рассмотрении всей совокупности звездных спектров.

Как известно, в первом приближении звездные спектры образуют линейную последовательность. Все свойства спектра (например, эквивалентные ширины линий) меняются непрерывно вдоль последовательности. Объясняется это тем, что спектр звезды зависит в основном от одного параметра — от температуры. С изменением температуры изменяется степень возбуждения и ионизации атомов в атмосфере звезды, вследствие чего изменяются и интенсивности спектральных линий.

На практике все звездные спектры разделяются на классы, расположенные в порядке убывания температуры. Эти классы таковы: O—B—A—F—G—K—M. В конце спектральной последовательности разветвляется: наряду со спектрами класса M (с полосами окиси титана) выделяются спектры классов R—N (с полосами углерода и циана) и спектры класса S (с полосами окиси циркония). По-видимому, это разветвление вызвано различием в химическом составе звезд.

Последим за изменением спектра с увеличением температуры звезды. В спектрах наиболее холодных звезд (класс M и др.) присутствуют молекулярные полосы и линии нейтральных атомов металлов. С возрастанием температуры молекулы диссоциируют, вследствие чего молекулярные полосы пропадают (класс K). В дальнейшем металлы постепенно ионизируются. Очень сложные спектры класса G содержат огромное число линий нейтральных и ионизованных металлов. При последующем увеличении температуры увеличивается интенсивность линий ионизованных металлов (класс F). В классе A наибольшей интенсивности достигают линии балмеровской серии водорода. В классе B появляются линии гелия (так как для возбуждения уровней, при переходе электронов с которых возникают линии гелия, лежащие в видимой части спектра, нужна достаточно высокая температура). Наконец, в классе O становятся интенсивными линии ионизованного гелия.

Можно также проследить за изменением интенсивностей отдельных линий с увеличением температуры звезды. Возьмем для примера линии, возникающие при переходе электронов из возбужденного состояния нейтрального атома. При низких температурах эти линии очень слабы, так как большинство атомов находится в основном состоянии. При увеличении температуры растет степень возбуждения атомов, что влечет за собой возрастание эквивалентных ширин рассматриваемых линий. Однако увеличение числа атомов в возбужденном состоянии продолжается только до определенной температуры. При дальнейшем возрастании температуры число атомов в возбужденном состоянии уменьшается вследствие перехода атомов в ионизованное состояние. Поэтому уменьшаются и эквивалентные ширины рассматриваемых линий. Таким образом, при увеличении температуры звезды эквивалентные ширины линий, возникающих при переходе электронов из возбужденного состояния нейтрального атома, сначала растут, а затем убывают.

Аналогично изменяются (т. е. сначала растут, а затем убывают) с увеличением температуры и эквивалентные ширины линий ионизованных атомов. Только линии основной серии нейтрального атома ведут себя с возрастанием температуры иначе: их эквивалентные ширины при этом убывают (если не принимать во внимание образование молекул при низких температурах).

Изложенные качественные соображения подтверждаются соответствующим расчетом. Они основаны на использовании формул Больцмана и Саха, определяющих степень возбуждения и ионизации атомов. Как мы помним, эти формулы имеют вид

$$\frac{n_i}{n_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{x_1 - x_i}{kT}}, \quad (140)$$

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = f e^{-\frac{x_1}{kT}}, \quad (141)$$

где

$$f = \frac{g^*}{g_1} \frac{2(2\pi m k T)^{\frac{3}{2}}}{h^3}. \quad (142)$$

Следует отметить, что именно в результате применения формул (140) и (141) к звездным атмосферам была объяснена (в 1920 г.) спектральная классификация [24].

Применим указанные формулы к вычислению зависимости эквивалентной ширины линии от температуры. Как и выше, рассмотрим линию, возникающую при переходе электронов из возбужденного состояния нейтрального атома. При принятии модели Эддингтона эквивалентная ширина линии будет тем больше, чем больше отношение  $\frac{n_i}{\alpha}$ , где  $n_i$  — число атомов в  $i$ -м возбужденном состоянии в 1 см<sup>3</sup> и  $\alpha$  — объемный коэффициент поглощения в непрерывном спектре (см. § 91).

Представим величину  $\alpha$  в виде

$$\alpha = \kappa \rho, \quad (143)$$

где  $\kappa$  — коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы и  $\rho$  — плотность. Обозначим, далее, через  $q$  долю данного элемента в общей плотности  $\rho$ , т. е. положим

$$q\rho = m n, \quad (144)$$

где  $n$  — полное число атомов данного элемента в 1 см<sup>3</sup>, а  $m$  — масса одного атома. При помощи (143) и (144) получаем:

$$\frac{n_i}{\alpha} = \frac{q}{m\kappa} \frac{n_i}{n}. \quad (145)$$

Будем считать, что  $n = n_1 + n^+$ , т. е. пренебрежем числом возбужденных атомов, а также числом дважды ионизованных атомов. Тогда, пользуясь формулами (140) и (141) вместо (145), находим:

$$\frac{n_i}{\alpha} = \frac{q}{m\kappa} \frac{\frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{x_1 - x_i}{kT}}}{1 + \frac{f}{n_e} e^{-\frac{x_1}{kT}}}. \quad (146)$$

Эта формула и выражает зависимость величины  $\frac{n_i}{\alpha}$  от температуры  $T$ . При помощи кривой роста, связывающей эквивалентную ширину линии  $W$  и величину  $\frac{n_i}{\alpha}$ , мы можем найти также зависимость  $W$  от  $T$ .

Аналогичные формулы могут быть получены и для линий ионизованных атомов.

Из сказанного вытекает, что по виду звездного спектра (точнее говоря, по эквивалентным ширинам линий поглощения) может быть определена темпе-

ратура звездной атмосферы. Такая температура называется и о н и з а ц и о н н о й.

Для определения ионизационных температур Фаулер и Милн [25] предложили следующий способ. Пользуясь формулой (146), найдем ту температуру, при которой величина  $\frac{n_i}{\alpha}$  (а значит, и величина  $W$ ) имеет максимум, и припишем эту температуру звезде того спектрального класса, в котором данная линия действительно достигает наибольшей эквивалентной ширины. Считая, что  $\kappa = \text{const}$  и  $p_e = n_e k T = \text{const}$ , из формулы (146) получаем для определения ионизационной температуры следующее уравнение:

$$p_e = \frac{\chi_i + \frac{5}{2} kT}{\chi_1 - \chi_i} f k T e^{-\frac{\chi_1}{kT}}. \quad (147)$$

Названные авторы, решив уравнение (147) (и аналогичные уравнения для линий ионизованных атомов) относительно  $T$  и сопоставив найденные значения  $T$  с данными наблюдений, получили шкалу ионизационных температур. Часть их результатов приведена в табл. 2. В ней для всех звезд принято  $p_e = 10^{-6}$  атм.

Т а б л и ц а 2

| Спектральный класс | Максимум линии                             | Ионизационная температура |
|--------------------|--------------------------------------------|---------------------------|
| K5                 | Na, $1^2P - m^2D$                          | 3 900°                    |
| G5                 | Mg, $1^2P - m^3S$                          | 5 250                     |
| G0                 | Ca II, $1^2S - m^2P$                       | 6 290                     |
| A0                 | H, Серия Бальмера                          | 10 000                    |
| B2                 | He, $2^3P - m^2D$                          | 16 100                    |
| B1                 | Si III, OII                                | 19 000                    |
| O5                 | He II, $\lambda 4686$ ,<br>Серия Пикеринга | 35 000                    |

Однако найденные указанным способом ионизационные температуры лишь грубо соответствуют действительности. Дело в том, что величина  $\frac{n_i}{\alpha}$  зависит не только от температуры  $T$ , но и от параметров  $\kappa$  и  $n_e$ . В свою очередь указанные параметры, как легко показать, зависят от температуры  $T$  и ускорения силы тяжести  $g$ . Поэтому и эквивалентная ширина линии зависит не только от  $T$ , но и от  $g$ . Определение ионизационных температур при разных значениях  $g$  было выполнено Паннекуком [26].

Оказывается, что чем больше  $g$ , тем большая температура требуется для достижения линий данной эквивалентной ширины. В атмосферах звезд-гигантов значения  $g$  гораздо меньше, чем в атмосферах звезд-карликов. Поэтому при данной эквивалентной ширине линии температура гиганта должна быть ниже температуры карлика. Иными словами, звезды-гиганты должны быть холоднее звезд-карликов того же спектрального класса. Этот теоретический вывод качественно подтверждается результатами наблюдения. Однако найденные из наблюдений различия в спектрах гигантов и карликов гораздо больше тех, которые предсказываются теорией, основанной на применении формулы (146) и аналогичной формулы для  $\frac{n_i}{\alpha}$ . В значительной мере это объясняется тем, что изменение ускорения силы тяжести  $g$  сказывается на эквивалентной ширине линии не только благодаря изменению степени

ионизации атомов, но также вследствие изменения роли эффектов давления, которые непосредственно влияют на ширину линии.

Тот факт, что эквивалентная ширина линии зависит не только от температуры  $T$ , но и от ускорения силы тяжести  $g$ , требует усовершенствования спектральной классификации. Каждый спектр звезды должен характеризоваться заданием не одного параметра, а двух, определенным образом связанных с  $T$  и  $g$ . Иными словами, спектральная классификация должна быть не одномерной, а двумерной. Построение двумерной классификации звездных спектров является одной из важнейших задач астрофизики в настоящее время.

Заметим, что влияние ускорения силы тяжести на спектр звезды называется обычно эффектом абсолютной величины. Объясняется это тем, что при заданной температуре ускорение силы тяжести  $g$  однозначно связано со светимостью звезды  $L$ . В самом деле, мы имеем

$$g = G \frac{M}{R^2}, \quad (148)$$

где  $G$  — постоянная тяготения,  $M$  — масса звезды,  $R$  — ее радиус, и

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4. \quad (149)$$

Кроме того, величины  $L$  и  $M$  [связаны эмпирическим] соотношением масса — светимость типа

$$L \sim M^n, \quad (150)$$

где  $n$  — некоторый параметр (порядка 3—4). Из приведенных формул при  $T_e = \text{const}$  получаем:

$$g \sim L^{-1 + \frac{1}{n}}. \quad (151)$$

Таким образом,  $g$  тем больше, чем меньше  $L$ .

Представляет большой интерес то обстоятельство, что влияние ускорения силы тяжести на линии нейтральных и ионизованных атомов оказывается различным. Это позволяет по отношению эквивалентных ширин линий иона и нейтрального атома в спектре звезды находить ускорение силы тяжести на ее поверхности, а затем и абсолютную величину звезды. Путем сопоставления абсолютной величины звезды с ее видимой величиной может быть также найдено расстояние до звезды. На этом основывается метод определения так называемых спектральных параллакс. Указанный метод начал применяться уже давно и привел к ряду ценных результатов. На практике для каждого спектрального класса подобраны те линии ионов и нейтральных атомов, отношение интенсивностей которых особенно чувствительно к эффекту абсолютной величины. Однако теория этого вопроса развита еще не в достаточной степени.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XV

1. Амбарцумян В. А., К вопросу о диффузном отражении света мутной средой, ДАН СССР 38, № 8, 1943.
2. Chandrasekhar S., Radiative Transfer, 1950 (русский перевод: Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, 1953).
3. Мельников О. А. и Журавлев С. С., Спектрофотометрия избранных линий в спектрах солнечных пятен, Вестник Ленингр. ун-та, № 8, 1955.
4. Шайн Г. А. и Шайн П. Ф., Дифференциальные систематические смещения линий в спектрах белых сверхгигантов, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 4, 49, 1949.
5. Mohler F. L., The number of lines in a series as a function of electron pressure, ApJ 90, 429, 1939; Inglis D. D. and Teller E., Ionic depression of series limits in one-electron spectra, ApJ 90, 439, 1939.
6. Russell H. N., On the composition of the Sun's Atmosphere, ApJ 70, 11, 1929.

7. Ш а й н Г. А., The occurrence of carbon isotopes in the spectra of N type stars, Бюлл. Абастуманск. обсерв., № 6, 1962.
  8. Га з е В. Ф. и Ш а й н Г. А., Исследование спектра углеродных звезд, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 2, 51, 1948.
  9. H o l t s m a r k J., Über die Verbreiterung von Spektrallinien I und II, Physik. Z. 20, 162, 1919; 25, 73, 1924.
  10. V e r w e y S., The Stark effect of hydrogen in stellar spectra, Diss. Amsterdam, 1936.
  11. S h a i n G. and S t r u v e O., On the rotation of the stars, MN 89, 222, 1929.
  12. C a r r o l l J. A., The spectroscopic determination of stellar rotation and its effects on line profiles, MN 13, 478, 1933.
  13. C h a n d r a s e k h a r S. and M ü n c h G., On the integral equation governing the distribution of the true and the apparent rotational velocities of stars, ApJ 111, 142, 1950.
  14. E d d i n g t o n A. S., The Formation of absorption lines, MN 89, 620, 1929.
  15. M i l n e E. A., Radiative Equilibrium, Philos. Trans. Roy. Soc. Lond. (A) 223, 201, 1922.
  16. Р а н н е к о е к А., The theoretical contours of absorption lines, I and II, MN 91, 139, 519, 1930—31.
  17. А м б а р ц у м я н В. А., Мутная среда с равномерным распределением источников, ДАН Арм. ССР 8, № 4, 1948.
  18. S t r ö m g r e n B., The influence of electron capture on the contours of Fraunhofer lines, Zeitschrift für Astrophys. 10, 237, 1935.
  19. Н е н ь е у L. G., The Doppler effect in resonance lines, Proc. Nat. Acad. Sci. 26, 50, 1940.
  20. С о б о л е в В. В., Некогерентное рассеяние света в звездных атмосферах, Астрон. журн. 26, 129, 1949.
  21. B a s b r i d g e I d a W., Coherent and non-coherent scattering in the theory of line formation, MN 113, 52, 1953.
  22. С о б о л е в В. В., Образование линий поглощения при некогерентном рассеянии света, Астрон. журн. 31, 131, 1954.
  23. H o u t g a s t, The variation on the profiles of strong Fraunhofer lines, Utrecht, 1942.
  24. S a h a M. N., On a physical theory of stellar spectra, Proc. Roy. Soc. Lond. (A) 99, 135, 1921.
  25. F o w l e r R. H. and M i l n e E. A., MN 83, 403, 1923.
  26. Р а н н е к о е к А., The stellar temperature scale, ApJ 84, 481, 1936.
-

## ГЛАВА XVI

### ГАЗОВЫЕ ТУМАННОСТИ

§ 95. Причина свечения туманностей. Газовые туманности в нашей Галактике делятся на две группы. К первой принадлежат так называемые планетарные туманности. При наблюдениях в телескоп они чаще всего представляются в виде круглых или овальных дисков, напоминающих диски планет, а также в виде колец. В центре планетарной туманности находится горячая звезда, называемая обычно ядром туманности. Вторую группу составляют диффузные туманности, не имеющие правильной формы. В самой диффузной туманности или около нее наблюдаются звезды ранних спектральных классов (одна или несколько). По своим размерам диффузные туманности часто значительно превосходят планетарные туманности.

Спектры газовых туманностей состоят из отдельных ярких линий на слабом непрерывном фоне. Яркие линии принадлежат водороду, гелию, ионизованному гелию, а также ряду других атомов и ионов. Однако наиболее характерным для спектров газовых туманностей являются так называемые главные небулярные линии  $N_1$  и  $N_2$  с длинами волны 5006 и 4959 Å соответственно. Раньше эти линии приписывали неизвестному на Земле элементу «небулию», однако в 1928 г. Боуэн [1] показал, что они являются запрещенными линиями дважды ионизованного кислорода. В спектрах газовых туманностей наблюдается также много других запрещенных линий.

Число известных в настоящее время газовых туманностей составляет несколько сотен. Диски многих из открытых недавно планетарных туманностей не видны в телескопы, и заключение об их природе было сделано по виду спектра. Это либо очень маленькие, либо очень далекие туманности. Число известных диффузных туманностей значительно возросло в последнее время благодаря работам Г. А. Шайна и В. Ф. Газе [2]. Делая снимки неба в узком участке спектра, включающем в себя линию  $H_\alpha$ , они обнаружили большое количество слабо светящихся диффузных туманностей.

Несмотря на то, что энергия, излучаемая газовыми туманностями, заключена преимущественно в отдельных спектральных линиях, светимости туманностей очень велики. Так, средняя абсолютная фотографическая величина планетарных туманностей по последним данным Б. А. Воронцова-Вельяминова [3] равна  $M_n = -0,5$ . Интересно отметить, что планетарные туманности, как правило, значительно ярче своих ядер (в среднем на три звездные величины).

Свечение газовых туманностей вызывается горячими звездами. Туманность поглощает высокочастотное излучение звезды и перерабатывает его в кванты меньших частот, в частности, в кванты в видимой части спектра. Планетарные туманности светятся за счет излучения своих ядер (принадлежащих к спектральным классам O и Вольфа—Райе). Диффузные туманности светятся за счет излучения звезд спектральных классов O, Вольфа—Райе и B0, находящихся в самой туманности или около нее. Представляет интерес

тот факт, что нет диффузных туманностей, свечение которых вызывается звездами спектральных классов более поздних, чем В0. Объясняется это тем, что высокочастотного излучения таких звезд недостаточно, чтобы вызвать заметное свечение туманности в видимой части спектра.

Теория свечения газовых туманностей принадлежит к числу наиболее разработанных разделов астрофизики. Это обусловлено простотой физических процессов, протекающих в туманностях.

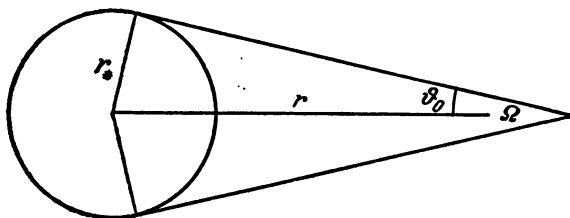


Рис. 145.

Приступая к изложению упомянутой теории, остановимся прежде на свойствах излучения, приходящего от звезды в данное место туманности. Будем считать, что звезда излучает как абсолютно черное тело температуры  $T_*$ . Если бы все небо сплошь было покрыто такими звездами, то плотность излучения в данном месте туманности равнялась бы плотности излучения при термодинамическом равновесии, т. е. выражалась бы формулой Планка:

$$Q_v^* = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}. \quad (1)$$

В действительности плотность излучения в туманности гораздо меньше  $Q_v^*$ . Мы ее представим в виде

$$Q_v = W Q_v^*, \quad (2)$$

где  $W$  — так называемый коэффициент дилуции (ослабления) излучения. Очевидно, что

$$W = \frac{\Omega}{4\pi}, \quad (3)$$

где  $\Omega$  — телесный угол, под которым видна звезда из данной точки туманности (рис. 145). Обозначим через  $r_*$  радиус звезды и через  $r$  — расстояние рассматриваемой точки от центра звезды. Так как

$$\Omega = 2\pi \int_0^{\vartheta_0} \sin \vartheta d\vartheta = 2\pi (1 - \cos \vartheta_0),$$

а  $\sin \vartheta_0 = \frac{r_*}{r}$ , то мы получаем:

$$W = \frac{1}{2} \left[ 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{r_*}{r} \right)^2} \right]. \quad (4)$$

В точку, находящуюся на поверхности звезды, излучение приходит от полусферы. Поэтому в данном случае (т. е. при  $r = r_*$ )  $W = \frac{1}{2}$ .

Для точек, находящихся на больших расстояниях от звезды (т. е. при  $r \gg r_*$ ), из формулы (4) находим:

$$W = \frac{1}{4} \left( \frac{r_*}{r} \right)^2. \quad (5)$$



Заметим, что в этом случае коэффициент дилуции может быть представлен как отношение площади диска звезды  $\pi r_*^2$  к площади сферы радиуса  $r$ , т. е.  $4\pi r^2$ .

Средние радиусы планетарных туманностей оказываются порядка  $10^{17}$  см или  $10^4$  астрономических единиц, а радиусы их ядер — порядка  $10^{10}$  см. Поэтому плотность излучения в планетарной туманности ослаблена приблизительно в  $10^{14}$  раз по сравнению с плотностью излучения на поверхности звезды.

Проинтегрировав соотношение (2) по всем частотам и воспользовавшись формулой Стефана—Больцмана для интегральной плотности излучения при термодинамическом равновесии, получаем следующее выражение для интегральной плотности излучения в туманности:

$$q = W a T_*^4. \quad (6)$$

Представив величину  $q$  в виде  $q = a T_1^4$ , находим:

$$T_1 = W^{\frac{1}{4}} T_*. \quad (7)$$

Так как температуры звезд, вызывающих свечение туманностей, порядка нескольких десятков тысяч градусов, а значения  $W$  в туманностях, как мы только что определили, порядка  $10^{-14}$ , то значения температуры  $T_1$ , соответствующей интегральной плотности излучения в туманностях, оказываются всего порядка нескольких десятков градусов.

Итак, интегральная плотность излучения, приходящего от звезды в туманность, чрезвычайно мала. Между тем, как видно из формулы (2), относительное распределение этого излучения по частотам оказывается таким же, как при выходе из звезды, т. е. соответствующим очень высокой температуре  $T_*$ . Таким образом, излучение, приходящее от звезды в туманность, характеризуется громадным несоответствием между интегральной плотностью и спектральным составом.

Если излучение, обладающее указанным свойством, взаимодействует с веществом, то, как известно из термодинамики, происходит перераспределение излучения по частотам в направлении установления наиболее вероятного распределения. Иными словами, в таком случае должна происходить переработка квантов высоких частот в кванты более низких частот. Этим дается качественное объяснение процесса переработки излучения в газовых туманностях.

Переходя к рассмотрению процесса свечения туманностей с количественной стороны, мы сначала допустим, что атомы обладают только тремя уровнями энергии (1, 2 и 3). Из различных переходов, происходящих под действием излучения звезды, мы рассмотрим два взаимно противоположных циклических процесса:

$$\text{I. } 1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1; \quad \text{II. } 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1.$$

Первый из этих процессов связан с поглощением одного кванта частоты  $\nu_{13}$  и с излучением двух квантов меньших частот  $\nu_{12}$  и  $\nu_{23}$ , а второй — с поглощением двух квантов частот  $\nu_{12}$  и  $\nu_{23}$  и последующим излучением одного кванта большей частоты  $\nu_{13}$ .

Найдем число процессов первого и второго рода, происходящих в единице объема туманности за 1 секунду. Для этого воспользуемся эйнштейновскими коэффициентами переходов  $A_{ki}$ ,  $B_{ik}$ ,  $B_{ki}$  и обозначим через  $q_{ik}$  плотность излучения частоты  $\nu_{ik}$ .

Если  $n_1$  — число атомов в первом состоянии в 1 см<sup>3</sup>, то число переходов из первого состояния в третье, происходящих в 1 см<sup>3</sup> за 1 секунду, будет равно  $n_1 B_{13} q_{13}$ . Из третьего состояния возможны переходы (спонтанные и инду-

цированные) как в первое состояние, так и во второе. Доля интересующих нас переходов во второе состояние равна

$$\frac{A_{32} + B_{32}Q_{23}}{A_{31} + B_{31}Q_{13} + A_{32} + B_{32}Q_{23}}.$$

Из атомов, оказавшихся во втором состоянии, часть перейдет обратно в третье состояние, поглотив излучение, а часть перейдет в первое состояние (спонтанно или под действием излучения). Отношение числа переходов из второго состояния в первое к общему числу переходов из второго состояния равно

$$\frac{A_{21} + B_{21}Q_{12}}{B_{23}Q_{23} + A_{21} + B_{21}Q_{12}}.$$

Таким образом, для искомого числа процессов первого рода получаем:

$$N_I = n_1 B_{13} Q_{13} \frac{A_{32} + B_{32} Q_{23}}{A_{31} + B_{31} Q_{13} + A_{32} + B_{32} Q_{23}} \cdot \frac{A_{21} + B_{21} Q_{12}}{B_{23} Q_{23} + A_{21} + B_{21} Q_{12}}. \quad (8)$$

Аналогично находится число процессов второго рода. Оно оказывается равным

$$N_{II} = n_1 B_{12} Q_{12} \frac{B_{23} Q_{23}}{A_{21} + B_{21} Q_{12} + B_{23} Q_{23}} \cdot \frac{A_{31} + B_{31} Q_{13}}{A_{31} + B_{31} Q_{13} + A_{32} + B_{32} Q_{23}}. \quad (9)$$

Из соотношений (8) и (9) вытекает следующая формула для отношения числа процессов второго рода к числу процессов первого рода:

$$\frac{N_{II}}{N_I} = \frac{B_{12} Q_{12} B_{23} Q_{23} (A_{31} + B_{31} Q_{13})}{B_{13} Q_{13} (A_{32} + B_{32} Q_{23}) (A_{21} + B_{21} Q_{12})}. \quad (10)$$

Чтобы упростить полученную формулу, введем соотношения Эйнштейна:

$$A_{ki} = B_{ik} \frac{g_i}{g_k} \sigma_{ik}, \quad B_{ki} = \frac{g_i}{g_k} B_{ik}, \quad (11)$$

где

$$\sigma_{ik} = \frac{8\pi h \nu_{ik}^3}{c^3}, \quad (12)$$

а  $g_i$  — статистический вес  $i$ -го состояния. Кроме того, запишем величину  $Q_{ik}$  в виде

$$Q_{ik} = W \sigma_{ik} \bar{Q}_{ik}, \quad (13)$$

где

$$\bar{Q}_{ik} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu_{ik}}{kT}} - 1}. \quad (14)$$

В результате формула (10) преобразуется к виду

$$\frac{N_{II}}{N_I} = W \frac{\bar{Q}_{12} \bar{Q}_{23} (1 + W \bar{Q}_{23})}{Q_{13} (1 + W \bar{Q}_{12}) (1 + W \bar{Q}_{23})}. \quad (15)$$

Когда  $W=1$ , формула (15) дает:

$$\frac{N_{II}}{N_I} = \frac{\frac{1}{Q_{13}} + 1}{\left(\frac{1}{Q_{12}} + 1\right) \left(\frac{1}{Q_{23}} + 1\right)} = \frac{e^{\frac{h\nu_{13}}{kT}}}{e^{\frac{h\nu_{12}}{kT}} e^{\frac{h\nu_{23}}{kT}}}.$$

Но  $\nu_{12} + \nu_{23} = \nu_{13}$ . Поэтому в данном случае  $\frac{N_{II}}{N_I} = 1$ , как и следовало ожидать.

Если  $W \ll 1$ , то, учитывая, что множитель  $\frac{\bar{Q}_{12}\bar{Q}_{23}}{\bar{Q}_{13}}$  имеет значения порядка единицы, получаем:

$$\frac{N_{II}}{N_I} \approx W. \quad (16)$$

Таким образом, отношение числа процессов второго рода к числу процессов первого рода оказывается порядка  $W$ . Этот результат обычно называют теоремой Росселанда.

В планетарных туманностях  $W \approx 10^{-14}$ . Поэтому в данном случае числом процессов второго рода можно совершенно пренебречь по сравнению с числом процессов первого рода. Иначе говоря, процессы превращения квантов высоких частот в кванты меньших частот происходят в туманностях несравненно чаще, чем обратные процессы.

§ 96. Определение температур звезд. Выше мы считали, что туманность состоит из атомов, обладающих только тремя уровнями энергии. Теперь рассмотрим свечение реальной туманности, состоящей из водородных атомов.

Вследствие чрезвычайно малой плотности излучения в туманностях подавляющее большинство атомов находится в основном состоянии. Поэтому туманности оказываются непрозрачными для излучения в лаймановской серии и совершенно прозрачными для излучения в бальмеровской, пашеновской и других субординатных сериях. Таким образом, туманность поглощает энергию звезды в частотах лаймановской серии и излучает вместо нее кванты в субординатных сериях (и, в частности, в наблюдаемой нами бальмеровской серии), которые беспрепятственно выходят из туманности. При достаточно большой оптической толщине туманности за границей лаймановской серии она будет светиться в водородных линиях в основном за счет энергии звезды за границей этой серии (так как энергия, поглощаемая туманностью в лаймановских линиях, будет гораздо меньше).

Точнее говоря, процесс свечения водородной туманности происходит следующим образом. Под действием излучения звезды за границей лаймановской серии происходит ионизация водородного атома, т. е. возникают протон и свободный электрон. Через некоторое время свободный электрон захватывается каким-нибудь протоном. Допустим, что захват произошел на один из высоких уровней. Возникший при этом квант за границей соответствующей субординатной серии уходит из туманности. Далее следует цепь «каскадных» переходов электрона с уровня на уровень. Вследствие чрезвычайно малой плотности излучения и плотности вещества в туманностях эта цепь переходов в огромном большинстве случаев не прерывается. Образующиеся при указанных переходах кванты в линиях субординатных серий также уходят из туманности. Однако если электрон совершил переход на первый уровень, то возникший при этом квант в лаймановской линии поглощается в туманности и электрон опять оказывается на прежнем уровне. Поэтому с данного уровня (если он только не второй) электрон рано или поздно совершит переход не на первый уровень. Легко понять, что указанная цепь переходов должна закончиться переходом на второй уровень с образованием бальмеровского кванта и последующим переходом со второго уровня на первый с образованием кванта в линии  $L_\alpha$ . Бальмеровский квант беспрепятственно уходит из туманности. Что же касается  $L_\alpha$ -кванта, то он также уходит из туманности, однако после длительного процесса диффузии.

Из сказанного вытекает, что из каждого поглощенного и переработанного туманностью кванта лаймановского континуума обязательно образует-

ся один бальмеровский квант и один квант в линии  $L_\alpha$  (а также может образоваться некоторое количество квантов в других субординатных сериях).

В дальнейшем мы будем считать, что оптическая толщина туманности за пределом лаймановской серии значительно больше единицы. В таком случае туманность будет поглощать и перерабатывать все  $L_c$ -кванты звезды. Поэтому в данном случае число излучаемых звездой  $L_c$ -квантов будет равно числу излучаемых туманностью бальмеровских квантов.

Таким образом, по свечению туманности в бальмеровской серии можно судить о свечении звезды за границей лаймановской серии. Сравнивая между собой свечение туманности в бальмеровской серии со свечением звезды в видимой части спектра, мы, по существу, сравниваем между собой свечение звезды в двух далеких друг от друга областях спектра (ультрафиолетовой и видимой). Поэтому из указанного сравнения может быть определена температура звезды.

Обозначим через  $I_v^*$  среднюю интенсивность излучения, выходящего из звезды. Тогда число квантов, излучаемых звездой в интервале частот от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ , будет равно

$$4\pi r^2 \frac{\pi I_v^*}{h\nu} d\nu,$$

а значит, полное число испускаемых звездой  $L_c$ -квантов будет определяться формулой

$$N_{L_c}^* = 4\pi r^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi I_v^*}{h\nu} d\nu, \quad (17)$$

где  $\nu_0$  — частота границы лаймановской серии.

С другой стороны, число бальмеровских квантов, излучаемых туманностью, равно

$$N_{Ba} = \sum_{Ba} \frac{E_i}{h\nu_i}, \quad (18)$$

где  $E_i$  — полная энергия, излучаемая туманностью в  $i$ -й бальмеровской линии, а  $h\nu_i$  — энергия соответствующего кванта. Обозначим через  $E_i^*$  энергию, излучаемую звездой в единичном интервале частот вблизи  $i$ -й бальмеровской линии, и составим безразмерные отношения

$$A_i = \frac{E_i}{\nu_i E_i^*}, \quad (19)$$

которые могут быть определены из наблюдений. Подставляя (19) в (18) и учитывая, что

$$E_i^* = 4\pi r^2 \pi I_{\nu_i}^*,$$

получаем:

$$N_{Ba} = 4\pi r^2 \sum_{Ba} A_i \frac{\pi I_{\nu_i}^*}{h}. \quad (20)$$

В том случае, когда оптическая толщина туманности за границей серии Лаймана значительно превосходит единицу,

$$N_{Ba} = N_{L_c}^*.$$

Поэтому при помощи формул (17) и (20) имеем:

$$\sum_{\text{Ba}} A_i I_{\nu_i}^* = \int_{\nu_0}^{\infty} I_{\nu}^* \frac{d\nu}{\nu}. \quad (21)$$

Будем считать, что интенсивность излучения  $I_{\nu}^*$  дается формулой Планка с температурой  $T_*$ . Тогда вместо (21) находим:

$$\sum_{\text{Ba}} A_i \frac{\nu_i^3}{e^{\frac{h\nu_i}{kT_*}} - 1} = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}. \quad (22)$$

Сделав здесь подстановку

$$\frac{h\nu}{kT_*} = x, \quad \frac{h\nu_i}{kT_*} = x_i, \quad \frac{h\nu_0}{kT_*} = x_0, \quad (23)$$

окончательно получаем:

$$\sum_{\text{Ba}} A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} = \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}. \quad (24)$$

Суммирование в левой части этой формулы распространяется на все линии бальмеровской серии и на бальмеровский континуум.

Как уже сказано, величины  $A_i$  должны быть найдены из наблюдений. После этого из формулы (24) может быть определена температура звезды  $T_*$ .

Изложенный метод определения температуры звезд был предложен Занстра [4]. Он также применил этот метод к определению температур трех ядер планетарных туманностей (NGC 6543, 6572, 7009). Оказалось, что температуры этих звезд весьма высоки (39 000, 40 000 и 55 000° соответственно).

Свечение газовых туманностей в линиях ряда других атомов (однако не всех) происходит так же, как свечение в линиях водорода в результате фотоионизаций и последующих рекомбинаций. Эти атомы поглощают энергию звезды за границей своей основной серии и излучают ее частично в видимой части спектра. Так, в частности, светятся туманности в линиях гелия и ионизованного гелия. По интенсивностям линий этих атомов можно определять температуры звезд, как и по интенсивностям водородных линий.

Следует отметить, что температуры звезд, найденные по линиям разных атомов, оказываются, вообще говоря, различными. Например, для ядра планетарной туманности NGC 7009 получена температура 55 000° по линиям водорода и 70 000° по линиям ионизованного гелия. Возможное объяснение этого расхождения состоит в том, что интенсивность излучения звезды не может быть представлена формулой Планка с одной и той же температурой во всех участках спектра. Можно также предполагать и то, что в некоторых случаях туманность поглощает не всю энергию звезды за границей основной серии данного атома, а только часть ее. В таких случаях температуры звезд должны получаться ниже истинных.

Как уже упоминалось, рассмотренный выше механизм свечения газовых туманностей (фотоионизации с последующими рекомбинациями) не является единственным. Наряду с ним в туманностях действует другой механизм, вызывающий свечение в главных небулярных линиях  $N_1$  и  $N_2$ , а также в других линиях «небулия».

Тот факт, что свечение туманностей в линиях  $N_1$  и  $N_2$  происходит не в результате фотоионизаций, доказывается следующими соображениями.

1. Если бы кванты в линиях  $N_1$  и  $N_2$  возникали за счет излучения звезды за границей основной серии дважды ионизованного кислорода, то температуры

звезд были бы чрезвычайно высоки, в некоторых случаях свыше миллиона градусов.

2. Имеется ряд планетарных туманностей, в спектрах которых нет линий ионизованного гелия, что объясняется слабостью излучения ядер за границей основной серии этого иона. Если бы линии  $N_1$  и  $N_2$  возникали вообще вследствие фотоионизаций, то в данном случае они также отсутствовали бы, так как потенциалы ионизации  $He^+$  и  $O^{++}$  почти совпадают. Однако линии  $N_1$  и  $N_2$  в спектрах всех планетарных туманностей являются наиболее интенсивными.

В действительности свечение газовых туманностей в линиях «небулия» вызывается возбуждением атомов при столкновениях со свободными электронами. Потенциалы возбуждения состояний, при переходах из которых излучаются кванты в рассматриваемых линиях, очень невелики (например, 2,5 e для линий  $N_1$  и  $N_2$ ). Поэтому в туманностях имеется большое количество свободных электронов, энергия которых достаточна для возбуждения указанных состояний. Разумеется, в конечном счете свечение туманностей в линиях «небулия» происходит за счет излучения звезды, так как свободные электроны приобретают свою энергию при фотоионизациях.

По свечению туманностей в линиях «небулия» могут определяться температуры звезд, как и по свечению в линиях, имеющих рекомбинационное происхождение. Соответствующие формулы были получены в уже упоминавшейся работе Занстра [4]. При этом были сделаны следующие предположения: 1) большинство свободных электронов возникает при фотоионизации водородных атомов, 2) все  $L_c$ -кванты звезды поглощаются туманностью, 3) вся энергия, получаемая электронами при ионизации, идет на возбуждение линий «небулия».

Как известно, при ионизации атома излучением частоты  $\nu$  кинетическая энергия оторванного электрона оказывается равной

$$\frac{1}{2} m v^2 = h\nu - h\nu_0,$$

где  $\nu_0$  — частота ионизации атома (в данном случае водорода). Если туманность поглощает все излучение звезды за границей лаймановской серии, то энергия, приобретаемая свободными электронами за 1 секунду, будет равна

$$4\pi r_*^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi I_{\nu}^*}{h\nu} (h\nu - h\nu_0) d\nu.$$

С другой стороны, энергия, излучаемая туманностью в линиях «небулия» за 1 секунду, может быть представлена в виде

$$4\pi r_*^2 \sum_{Neb} A_i \pi I_i^* \nu_i,$$

где  $A_i$  — величины, определенные формулой (19), а суммирование ведется по всем линиям «небулия», возбуждаемым электронным ударом.

При сделанных предположениях два последних количества должны быть равны друг другу, т. е. должно быть

$$\sum_{Neb} A_i I_{\nu_i}^* \nu_i = \int_{\nu_0}^{\infty} I_{\nu}^* (\nu - \nu_0) \frac{d\nu}{\nu}. \quad (25)$$

Заменяя здесь величину  $I_{\nu}^*$  планковской интенсивностью, получаем:

$$\sum_{Neb} A_i \frac{\nu_i^4}{e^{\frac{h\nu_i}{kT_*}} - 1} = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2 (\nu - \nu_0)}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1} d\nu, \quad (26)$$

или, воспользовавшись обозначениями (23),

$$\sum_{\text{Neb}} A_i \frac{x_i^4}{e^{x_i} - 1} = \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 (x - x_0)}{e^x - 1} dx. \quad (27)$$

Формула (27) дает возможность определить температуру звезды  $T_*$ , если известны из наблюдений величины  $A_i$  для линий «небулия».

Применив данный метод к определению температур ядер планетарных туманностей, Занстра получил температуру  $39\,000^\circ$  для NGC 6543,  $38\,000^\circ$  для NGC 6552 и  $50\,000^\circ$  для NGC 7009. Мы видим, что эти значения температур весьма близки к приведенным выше значениям  $T_*$ , найденным по линиям водорода.

Следует отметить, что для определения температур звезд, вызывающих свечение газовых туманностей, были предложены также другие методы, являющиеся видоизменением изложенных.

Занстра, пользуясь тем, что визуальная светимость планетарных туманностей определяется в основном излучением в линиях «небулия», при помощи формулы (26) получил уравнение, связывающее температуру звезды  $T_*$  с разностью звездных величин ядра и туманности  $m_* - m_n$ . Очевидно, что чем больше разность  $m_* - m_n$ , тем выше температура звезды. При помощи указанного уравнения Занстра определил температуры ядер 22 планетарных туманностей.

В. А. Амбарцумян [5] вывел формулу, связывающую температуру звезды  $T_*$  с отношением интенсивностей линий  $H_\beta$  водорода и  $\lambda\,4686$  ионизованного гелия. Пользуясь этой формулой, он получил температуру  $115\,000^\circ$  для ядра туманности NGC 7009 и  $165\,000^\circ$  для ядра туманности NGC 7027. Столь высокие по сравнению с найденными другими методами значения температур ядер могут быть объяснены как непланковским характером распределения энергии в спектре звезды, так и неполным поглощением  $L_c$ -излучения туманностью.

Изложенные в этом параграфе методы для определения температур звезд широко используются в астрофизике. При помощи этих методов определяют не только температуры ядер туманностей, но и температуры звезд с яркими линиями в спектрах: звезд классов Be, Вольфа—Райе, новых и др.

**§ 97. Ионизация в туманностях.** Как известно, степень ионизации атомов при термодинамическом равновесии определяется формулой Саха. В туманностях нет термодинамического равновесия, поэтому мы должны вывести новую ионизационную формулу. Для этого мы воспользуемся тем, что туманности стационарны, т. е. физические условия в них не меняются с течением времени (на самом деле изменение происходит, но очень медленно). Точнее говоря, будем считать, что в каждом объеме число ионизаций равно числу рекомбинаций.

Так как ионизация атомов в туманностях происходит преимущественно из основного состояния, то число ионизаций, совершающихся в  $1\text{ см}^3$  за 1 секунду под действием излучения в интервале частот от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ , равно

$$n_1 \frac{k_{1\nu}}{h\nu} d\nu \int I_\nu d\omega,$$

где  $k_{1\nu}$  — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом. Учитывая, что  $\int I_\nu d\omega = c\rho_\nu$ , а  $\rho_\nu = W\rho_\nu^*$ , для полного числа ионизаций, происходящих

в единице объема за единицу времени, получаем:

$$n_1 W \int_{\nu_1}^{\infty} k_{1\nu} \frac{cQ_{\nu}^*}{h\nu} d\nu,$$

где  $\nu_1$  — частота ионизации из основного состояния.

Что же касается рекомбинаций, то они происходят на все уровни. Поэтому полное число рекомбинаций, случающихся в  $1 \text{ см}^3$  за 1 секунду, будет равно

$$n_e n^+ \sum_i C_i(T_e),$$

где  $n^+$  и  $n_e$  — число ионов и свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$  соответственно, а  $C_i(T_e)$  — коэффициент вероятности захвата электрона ионом на  $i$ -й уровень (зависящий от электронной температуры  $T_e$ ).

Приравнявая друг другу два последних выражения, имеем:

$$n_1 W \int_{\nu_1}^{\infty} k_{1\nu} \frac{cQ_{\nu}^*}{h\nu} d\nu = n_e n^+ \sum_i C_i(T_e). \quad (28)$$

Эта формула и дает возможность определять степень ионизации атомов в туманности, если известны величины  $k_{1\nu}$  и  $C_i(T_e)$ . Однако ее можно сильно упростить, воспользовавшись связью между коэффициентами  $k_{i\nu}$  и  $C_i(T_e)$ .

Обозначим через  $n_e f(v) dv$  число свободных электронов со скоростями от  $v$  до  $v+dv$  в  $1 \text{ см}^3$  и через  $n_e n^+ \beta_i(v) f(v) dv$  — число захватов таких электронов ионами на  $i$ -й уровень в  $1 \text{ см}^3$  за 1 секунду. Тогда коэффициент  $C_i(T_e)$  будет равен

$$C_i(T_e) = \int_0^{\infty} \beta_i(v) f(v) dv. \quad (29)$$

Но величина  $\beta_i(v)$  связана с коэффициентом поглощения  $k_{i\nu}$  соотношением

$$\beta_i(v) = \frac{h^2 v^2}{c^2 m^3 v} \frac{g_i}{g^+} k_{i\nu} \quad (30)$$

(см. том I, § 9). Поэтому для  $C_i(T_e)$  получаем:

$$C_i(T_e) = \frac{h^2}{c^2 m^3} \frac{g_i}{g^+} \int_0^{\infty} k_{i\nu} f(v) \frac{v^2}{v} dv. \quad (31)$$

Перепишем теперь формулу (28) в виде

$$p n_1 W \int_{\nu_1}^{\infty} k_{1\nu} \frac{cQ_{\nu}^*}{h\nu} d\nu = n_e n^+ C_1(T_e), \quad (32)$$

где через  $p$  обозначена доля захвата на первый уровень. Учитывая соотношение (31), а также считая, что величина  $\rho_{\nu}^*$  дается формулой Планка, а величина  $f(v)$  — формулой Максвелла, вместо (32) находим:

$$p n_1 W \int_{\nu_1}^{\infty} k_{1\nu} \frac{v^2 dv}{e^{\frac{h\nu}{kT_e}} - 1} = \frac{g_1}{g^+} n_e n^+ \frac{m h^3}{2 (2\pi m k T_e)^{3/2}} \int_0^{\infty} k_{1\nu} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}} v dv. \quad (33)$$



Чтобы вычислить интегралы, входящие в соотношение (33), надо знать зависимость  $k_{1\nu}$  от  $\nu$ . Для разных атомов эта зависимость различна, однако мы примем, что для всех атомов  $k_{1\nu} \sim \frac{1}{\nu^2}$ . Происходящая от этого ошибка сравнительно невелика, а вычисления существенно упрощаются. После выполнения интегрирования формула (33) принимает вид

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = \frac{g^+}{g_1} pW \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{2(2\pi mkT_*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \ln(1 - e^{-\frac{h\nu_1}{kT_*}})^{-1}. \quad (34)$$

В обычно встречающихся на практике случаях  $\frac{h\nu_1}{kT_*} \gg 1$ . Поэтому вместо (34) имеем:

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = \frac{g^+}{g_1} pW \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{2(2\pi mkT_*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{h\nu_1}{kT_*}}. \quad (35)$$

Это — окончательный вид формулы ионизации для туманностей.

Мы видим, что формула (35) отличается от формулы Саха наличием множителя  $pW \sqrt{\frac{T_e}{T_*}}$  в правой части. Этот множитель в случае планетарных туманностей очень мал (так как  $W \approx 10^{-14}$ ). Однако это не значит, что степень ионизации  $\frac{n^+}{n_1}$  также мала. В действительности степень ионизации в туманностях может быть весьма значительной, ибо малость коэффициента дилуции  $W$  компенсируется малостью концентрации свободных электронов  $n_e$ .

Строго говоря, формула (35) справедлива лишь тогда, когда оптическая толщина туманности за границей основной серии данного атома меньше единицы. В противном случае необходимо учитывать поглощение излучения звезды, а также наличие диффузного излучения туманности, происходящего от рекомбинаций на первый уровень.

Поглощение излучения звезды на пути до данного места туманности может быть учтено путем введения в правую часть формулы (35) множителя  $e^{-\tau}$ , где  $\tau$  — оптическое расстояние от звезды за границей основной серии, соответствующее некоторому среднему коэффициенту поглощения. Что же касается учета ионизаций под действием диффузного излучения туманности, то его можно приближенно выполнить, отбрасывая в правой части формулы (28) член, соответствующий рекомбинациям на первый уровень (так как в туманности большой оптической толщины рекомбинации на первый уровень компенсируются ионизациями при поглощении диффузного излучения). Легко видеть, что в таком случае в правую часть формулы (35) вместо множителя  $p$  должен входить множитель  $\frac{p}{1-p}$ . Для водородного атома доля захватов на первый уровень близка к половине, вследствие чего множитель  $\frac{p}{1-p}$  близок к единице. Мы будем считать, что этот множитель примерно равен единице и для других атомов. Принимая во внимание все сказанное, можно переписать формулу (35) в следующем виде:

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = \frac{g^+}{g_1} W \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{2(2\pi mkT_*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{h\nu_1}{kT_*}} e^{-\tau}. \quad (36)$$

Представляет интерес вопрос, как меняется степень ионизации  $\frac{n^+}{n_1}$  с изменением расстояния  $r$  от звезды. Чтобы упростить рассмотрение этого вопроса, мы возьмем планетарную туманность, толщина которой мала по срав-

нению с ее радиусом. В таком случае коэффициент дилуции в туманности может считаться постоянным ( $W = \text{const}$ ). Кроме того, примем, что концентрация атомов в туманности также постоянна ( $n = \text{const}$ ).

Наш расчет будет относиться к водороду. Однако результаты в принципе будут справедливы для всех атомов, которые способны производить сильное поглощение за границами своих основных серий в туманностях.

Обозначим через  $x$  долю ионизованных атомов, т. е. положим

$$n^+ = xn, \quad n_1 = (1 - x)n, \quad n_e = xn. \quad (37)$$

Тогда вместо формулы (36) получаем:

$$\frac{x^2}{1-x} = \frac{g^+}{g_1} \frac{W}{n} \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{2(2\pi mkT_*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{h\nu_1}{kT_*}} e^{-\tau}. \quad (38)$$

Входящее в эту формулу оптическое расстояние  $\tau$  равно

$$\tau = nk \int_{r_1}^r (1 - x) dr, \quad (39)$$

где  $k$  — средний коэффициент поглощения,  $r_1$  — радиус внутренней границы туманности.

Из соотношений (38) и (39) легко получить дифференциальное уравнение, связывающее величины  $x$  и  $r$ . Логарифмируя, а затем дифференцируя соотношение (38), находим:

$$\left( \frac{2}{x} + \frac{1}{1-x} \right) dx = -d\tau. \quad (40)$$

При помощи (39) отсюда имеем:

$$\left( \frac{2}{x} + \frac{1}{1-x} \right) \frac{dx}{1-x} = -nk dr. \quad (41)$$

Интегрирование уравнения (41) дает:

$$2 \lg \frac{x_0}{1-x_0} \cdot \frac{1-x}{x} + \frac{1}{1-x_0} - \frac{1}{1-x} = nk(r - r_1), \quad (42)$$

где  $x_0$  — значение величины  $x$  при  $\tau = 0$ .

В таблице 1 в виде примера приведены значения величины  $nk(r - r_1)$ , вычисленные по формуле (42) для разных значений  $x$ . При этом принято, что  $1 - x_0 = 0,001$ . Там же даны значения величины  $\tau$ , найденные по формуле

$$\tau = \lg \left( \frac{x_0}{x} \right)^2 \frac{1-x}{1-x_0}, \quad (43)$$

вытекающей из (38).

Из приведенных формул и из таблицы видно, что величина  $x$  остается примерно постоянной до значения  $r$ , определяемого формулой

$$nk(r - r_1) \approx \frac{1}{1-x_0}, \quad (44)$$

после чего резко убывает на сравнительно небольшом интервале изменения  $r$ . Значения  $r$ , даваемые формулой (44), соответствуют значениям  $\tau$  порядка нескольких единиц.

Таблица 1

| $1-x$ | $nk(r-r_1)$ | $\tau$ |
|-------|-------------|--------|
| 0,001 | 0           | 0      |
| 0,003 | 669         | 1,1    |
| 0,01  | 907         | 2,3    |
| 0,03  | 963         | 3,5    |
| 0,1   | 999         | 4,7    |
| 0,3   | 1009        | 6,4    |
| 0,5   | 1012        | 7,6    |

Полученный результат вполне понятен из физических соображений. Когда оптическое расстояние  $\tau$  становится порядка единицы, происходит уменьшение степени ионизации, т. е. возрастание числа нейтральных атомов. В свою очередь рост числа нейтральных атомов ведет к увеличению оптического расстояния  $\tau$ .

Таким образом, туманность может быть разделена на две области: внутреннюю, в которой степень ионизации велика ( $\frac{n^+}{n_1} \gg 1$ ), и внешнюю, в которой степень ионизации очень мала ( $\frac{n^+}{n_1} \ll 1$ ) с весьма резкой границей между ними. Первая область светится в линиях данного атома, возникающих в результате фотоионизаций и рекомбинаций, вторая в них не светится.

Если температура звезды достаточно высока, чтобы вызвать вторую ионизацию атома, то туманность может быть разбита на три области. В первой, ближайшей к звезде области существуют в основном дважды ионизованные атомы и свечение происходит в линиях однажды ионизованного атома; в следующей области находятся в основном однажды ионизованные атомы и она светится в линиях нейтрального атома; в последней области содержатся лишь нейтральные атомы и она совсем не светится в линиях данного элемента, имеющих рекомбинационное происхождение.

Сказанное означает, что в туманностях должна существовать «стратификация» (т. е. слоистость) излучения. Этот теоретический вывод подтверждается наблюдениями: изображения планетарных туманностей, полученные с помощью бесщелевого спектрографа, имеют в разных линиях неодинаковую величину. При этом, как и следовало ожидать, размеры изображения в общем тем меньше, чем больше потенциал ионизации атома. Например, размеры изображений туманностей в линиях ионизованного гелия значительно меньше, чем в линиях нейтрального гелия.

**§ 98. Интенсивности эмиссионных линий.** Физические условия в газовых туманностях настолько просты, что можно без особых трудностей вычислить относительные интенсивности эмиссионных линий в их спектрах. Если атом в туманности попал каким-либо способом в возбужденное состояние, то в подавляющем большинстве случаев он спонтанно переходит вниз. В других объектах (например, в звездных атмосферах), кроме спонтанных переходов, осуществляются также переходы под действием излучения и при столкновениях, вследствие чего вычисление относительных интенсивностей эмиссионных линий оказывается задачей весьма трудной.

Вычислим сначала интенсивности водородных линий в спектрах газовых туманностей. Для этого воспользуемся условиями стационарности для возбужденных уровней водородного атома. Эти условия должны выражать собой тот факт, что число переходов в данное состояние равно числу переходов из этого состояния.

Число переходов в  $i$ -е состояние, совершающихся в  $1 \text{ см}^3$  за 1 секунду, равно

$$n_e n^+ C_i(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_1 B_{1i} Q_{1i}.$$

Здесь первый член учитывает число захватов непосредственно на  $i$ -й уровень, второй — число спонтанных переходов из выше лежащих дискретных состояний, третий — число переходов из первого состояния под действием излучения в лаймановской линии.

Из  $i$ -го состояния возможны только спонтанные переходы вниз. Число таких переходов в  $1 \text{ см}^3$  за 1 секунду равно

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik}.$$

Приравнявая два последних выражения, получаем:

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} = n_e n^* C_i(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_1 B_{1i} Q_{1i} \quad (i = 2, 3, 4, \dots). \quad (45)$$

Однако переходы из первого состояния в  $i$ -е происходят под действием квантов, излучаемых самой туманностью при переходах из  $i$ -го состояния в первое. Так как почти все эти кванты поглощаются в туманности, то мы имеем:

$$n_1 B_{1i} Q_{1i} = n_i A_{i1}. \quad (46)$$

Учитывая уравнение (46), вместо (45) находим:

$$n_i \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik} = n_e n^* C_i(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} \quad (i = 3, 4, \dots). \quad (47)$$

Таким образом, мы пришли к системе линейных алгебраических уравнений относительно чисел  $z_k = \frac{n_k}{n_e n^*}$ .

Если числа  $z_k$  известны, то легко найти относительные интенсивности эмиссионных линий. Энергия, излучаемая туманностью в линии, соответствующей переходу  $k \rightarrow i$  за 1 секунду, равна

$$E_{ki} = A_{ki} h \nu_{ik} \int n_k dV, \quad (48)$$

где интегрирование производится по всему объему туманности. Если считать, что электронная температура  $T_e$ , от которой зависят числа  $z_k$ , не меняется в туманности, то формулу (48) можно переписать в виде

$$E_{ki} = z_k A_{ki} h \nu_{ik} \int n_e n^* dV. \quad (49)$$

Найденная формула определяет интенсивности линий с точностью до постоянного множителя. В частности, при  $i=2$  она дает интенсивности бальмеровских линий (так называемый бальмеровский декремент).

Система уравнений (47) была приближенно решена Силлие [6], который использовал 12 первых уравнений ( $i=3, 4, \dots, 14$ ) и откинул остальные. Величину  $C_i(T_e)$  он определял из формулы

$$C_i(T_e) = \frac{2^3 \pi^5}{(6\pi)^2} \frac{e^{10}}{m^2 c^3 h^3} \left( \frac{m}{k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{k T_e}} E_i \left( \frac{\chi_i}{k T_e} \right), \quad (50)$$

где  $\chi_i$  — энергия ионизации из  $i$ -го состояния.

Позднее система уравнений (47) рассматривалась Мензелом и Бэкером [7]. Они взяли более точное выражение для величины  $C_i(T_e)$  (с гаунтовским множителем, отличным от единицы) и приняли во внимание более высокие уровни. Результаты их вычислений приведены в табл. 2 и 3.

В таблице 2 даны значения величины  $b_i$ , определенной соотношением

$$n_i = b_i n_e n^* \frac{i^2 h^3}{(2\pi m k T_e)^{\frac{3}{2}}} e^{\frac{\chi_i}{k T_e}}, \quad (51)$$

т. е. показывающей, во сколько раз значение  $\frac{n_i}{n_e n^*}$  в туманностях отличается от значения  $\frac{n_i}{n_e n^*}$  в состоянии термодинамического равновесия с температурой  $T_e$ . При  $i \rightarrow \infty$ , как и следовало ожидать,  $b_i \rightarrow 1$ .

Таблица 2

| $T_e$<br>$i$ | 5000°  | 10 000° | 20 000° | 40 000° | 80 000° |
|--------------|--------|---------|---------|---------|---------|
| 3            | 0,0098 | 0,089   | 0,330   | 0,670   | 1,304   |
| 4            | 0,0406 | 0,166   | 0,404   | 0,729   | 1,108   |
| 5            | 0,0840 | 0,233   | 0,460   | 0,743   | 1,065   |
| 6            | 0,132  | 0,296   | 0,512   | 0,773   | 1,045   |
| 7            | 0,173  | 0,341   | 0,550   | 0,789   | 1,036   |
| 8            | 0,211  | 0,379   | 0,577   | 0,802   | 1,032   |
| 9            | 0,244  | 0,417   | 0,600   | 0,816   | 1,031   |
| 10           | 0,271  | 0,448   | 0,620   | 0,825   | 1,030   |
| 15           | 0,371  | 0,526   | 0,676   | 0,853   | 1,027   |
| 20           | 0,428  | 0,571   | 0,713   | 0,871   | 1,025   |
| 25           | 0,464  | 0,600   | 0,736   | 0,882   | 1,024   |
| 30           | 0,486  | 0,618   | 0,750   | 0,893   | 1,024   |

Значения бальмеровского декремента, вычисленные при помощи найденных значений  $b_i$ , приведены в табл. 3. Из нее видно, что бальмеровский декремент слабо зависит от электронной температуры  $T_e$ .\*).

Таблица 3

| $T_e$<br>$i$ | 5000° | 10 000° | 20 000° | 40 000° | 80 000° | 160 000° |
|--------------|-------|---------|---------|---------|---------|----------|
| 3            | 2,43  | 2,50    | 2,59    | 2,71    | 2,83    | 2,93     |
| 4            | 1,00  | 1,00    | 1,00    | 1,00    | 1,00    | 1,00     |
| 5            | 0,53  | 0,51    | 0,50    | 0,49    | 0,48    | 0,47     |
| 6            | 0,33  | 0,31    | 0,30    | 0,29    | 0,27    | 0,26     |
| 7            | 0,223 | 0,206   | 0,192   | 0,179   | 0,169   | 0,159    |
| 8            | 0,157 | 0,143   | 0,130   | 0,120   | 0,112   | 0,104    |
| 9            | 0,115 | 0,115   | 0,093   | 0,085   | 0,078   | 0,072    |
| 10           | 0,087 | 0,079   | 0,069   | 0,062   | 0,057   | 0,052    |
| 15           | 0,030 | 0,025   | 0,021   | 0,018   | 0,017   | 0,015    |
| 20           | 0,014 | 0,012   | 0,010   | 0,009   | 0,006   | 0,006    |
| 25           | 0,007 | 0,006   | 0,005   | 0,004   | 0,003   | 0,003    |
| 30           | 0,004 | 0,003   | 0,003   | 0,002   | 0,002   | 0,001    |

Наблюдаемый бальмеровский декремент в среднем круче, чем теоретический (т. е. наблюдаемое значение  $\frac{H_\alpha}{H_\beta}$  больше теоретического). Однако это

расхождение в основном объясняется покраснением далеких объектов из-за поглощения света в Галактике. После учета поглощения света наблюдаемый бальмеровский декремент оказывается в хорошем согласии с теоретическим.

Определение теоретических значений интенсивностей эмиссионных линий в спектрах туманностей может быть выполнено также для других атомов. Особенно легко это сделать для водородоподобных ионов. Для иона с атомным номером  $Z$  энергетические уровни лежат в  $Z^2$  раз глубже соответствующих уровней для водорода, эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов в  $Z^4$  раз больше соответствующих коэффициентов переходов для водорода,

\*) В последнее время выяснилось, что для низких уровней результаты Мензела и Бэкера менее точны, чем результаты Силлие.

а величины  $C_i(T_e)$  определяются формулой (50) с добавочным множителем  $Z^4$ . Поэтому из уравнений (47) и формулы (51) следует, что коэффициенты  $b_i$  для данного иона при температуре  $T_e$  равны соответствующим коэффициентам  $b_i$  для водорода при температуре  $T_e/Z^2$ . Так, например, значения  $b_i$  для ионизованного гелия при  $T_e=40\,000^\circ$  могут быть взяты из табл. 2 для  $T_e=10\,000^\circ$ .

Определение величин  $b_i$  для нейтрального гелия было предпринято Л. Гольдбергом [8] и А. А. Никитиным [9]. Вычисленные последним относительные интенсивности линий He I оказались в удовлетворительном согласии с результатами наблюдений как для синглетных, так и для триплетных серий.

§ 99. Запрещенные линии в спектрах туманностей. Как уже говорилось, в спектрах газовых туманностей наблюдаются многочисленные запрещенные линии. Кроме главных небулярных линий  $N_1$  и  $N_2$ , принадлежащих дважды ионизованному кислороду, спектры туманностей содержат также запрещенные линии O I, O II, N II, S II и др. Наиболее интенсивные из этих линий указаны в табл. 4.

Как известно, «запрещенные» линии отличаются от «разрешенных» линий крайней малостью вероятностей переходов. Эйнштейновские коэффициенты вероятности спонтанных переходов для разрешенных линий порядка  $10^8 \text{ сек}^{-1}$ , для запрещенных линий они в миллионы и миллиарды раз меньше, например, для линий  $N_1$  и  $N_2$  коэффициенты вероятностей спонтанных переходов равны  $0,018$  и  $0,006 \text{ сек}^{-1}$  соответственно.

В обычных звездных спектрах запрещенные линии не наблюдаются. Ответим на вопрос, почему они присутствуют в спектрах туманностей.

Прежде всего заметим, что запрещенные линии, возникающие из таких состояний, откуда возможны также разрешенные переходы вниз, никогда не могут быть сравнимыми по интенсивности с разрешенными линиями, так как из данного состояния будут гораздо чаще совершаться разрешенные переходы, чем запрещенные. Поэтому запрещенные линии могут быть сравнительно интенсивными только в том случае, когда верхнее состояние метастабильное, т. е. из него нет других переходов вниз, кроме запрещенных.

Однако в отличие от обычных возбужденных состояний, в которых атом находится в течение времени порядка  $10^{-8} \text{ сек}$ , в метастабильном состоянии он может находиться несколько секунд и дольше. Так, например, средняя продолжительность жизни атома O III в состоянии  $^1D_2$ , из которого испускаются линии  $N_1$  и  $N_2$ , равна 42 секундам. Следовательно, для того чтобы запрещенные линии могли излучаться из метастабильных состояний, необходимо, чтобы атом не был подвержен внешним возмущениям в течение весьма больших промежутков времени. В частности, атом не должен испытывать частых встреч со свободными электронами, так как последние могут перевести его из метастабильного состояния вверх при ударе первого рода или вниз без излучения запрещенной линии при ударе второго рода. Точно так же атом не должен подвергаться сильному воздействию излучения, ибо он может перейти из метастабильного состояния вверх при поглощении светового кванта. Таким образом, для появления запрещенных линий в спектре какого-либо объекта необходимо, чтобы плотность вещества и плотность излучения были в нем достаточно малы.

Таблица 4

| Длина волны | Переход                     | Атом | Потенциал возбуждения |
|-------------|-----------------------------|------|-----------------------|
| 3726        | $^4S_{3/2}^0 - ^2D_{3/2}^0$ | OII  | 3,31                  |
| 3729        | $^4S_{3/2}^0 - ^2D_{5/2}^0$ | OII  | 3,31                  |
| 4363        | $^1D_2 - ^1S_0$             | OIII | 5,33                  |
| 4959        | $^3P_1 - ^1D_2$             | OIII | 2,50                  |
| 5007        | $^3P_2 - ^1D_2$             | OIII | 2,50                  |
| 6583        | $^3P_2 - ^1D_2$             | NII  | 1,89                  |

Отсутствие запрещенных линий в звездных спектрах говорит о том, что в атмосферах звезд указанное условие не выполняется. Это значит, что атом, попавший в метастабильное состояние, быстро выводится из него благодаря воздействию световых квантов или свободных электронов, в большом количестве имеющих в атмосферах звезд, и запрещенная линия не излучается. Наоборот, наличие многочисленных и весьма интенсивных запрещенных линий в спектрах газовых туманностей свидетельствует о крайне малой плотности излучения и плотности вещества в этих объектах.

Чтобы более точно сформулировать условия, необходимые для появления запрещенных линий, рассмотрим атом, обладающий тремя уровнями энергии. Будем при этом считать, что переход из второго состояния в первое запрещен (т. е. второе состояние метастабильное), а переходы из третьего состояния вниз разрешены. В таком случае  $A_{21} \ll A_{31}, A_{32}$ .

Обозначим число атомов в метастабильном состоянии в единице объема через  $n_2$ . Атом может попасть в это состояние, например, в результате поглощения кванта частоты  $\nu_{12}$  и последующего излучения кванта частоты  $\nu_{23}$  (т. е. при переходе  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2$ ) или в результате неупругого столкновения со свободными электронами.

Число спонтанных переходов из второго состояния в первое с излучением квантов в запрещенной линии, происходящих в единице объема за единицу времени, равно  $n_2 A_{21}$ . Вместе с тем происходят переходы из второго состояния как под действием излучения, так и в результате столкновений, не допускающие появления квантов в запрещенной линии.

Число переходов из второго состояния под действием излучения равно

$$n_2 B_{21} Q_{12} + n_2 B_{23} Q_{23}.$$

При помощи формул (11) и (13) это выражение может быть преобразовано к виду

$$n_2 A_{21} W_{Q_{12}} + n_2 A_{32} \frac{g_3}{g_2} W_{Q_{23}}.$$

Очевидно, что первый член полученного выражения гораздо меньше второго члена (в силу неравенства  $A_{21} \ll A_{32}$ ). Следовательно, для того чтобы излучение не мешало спонтанным переходам из метастабильного состояния, должно выполняться условие:

$$A_{21} \gg A_{32} W_{Q_{23}} \quad (52)$$

(мы считаем при этом, что  $\frac{g_3}{g_2} \approx 1$ ).

Число переходов из метастабильного состояния, происходящих в результате столкновений со свободными электронами, равно

$$n_2 n_e a_{21} + n_2 n_e b_{23}.$$

Здесь первый член учитывает переходы из метастабильного состояния вниз вследствие ударов второго рода, а второй член — переходы из метастабильного состояния вверх вследствие ударов первого рода ( $n_e$  — число свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$ ). Так как удары первого рода могут производиться только теми электронами, энергия которых превосходит энергию возбуждения атома, а удары второго рода — электронами с любой энергией, то первый член обычно значительно больше второго. Таким образом, для того чтобы столкновения не препятствовали излучению квантов в запрещенной линии, должно выполняться неравенство

$$A_{21} \gg n_e a_{21}. \quad (53)$$

Неравенства (52) и (53) выражают собой условия, необходимые для появления запрещенных линий, сравнимых по интенсивности с разрешенными линиями.

Применим неравенства (52) и (53) к линиям «небулия»  $N_1$  и  $N_2$ . Величина  $\frac{A_{21}}{A_{32}}$ , представляющая собой отношение эйнштейновских коэффициентов спонтанных переходов для рассматриваемой запрещенной линии и какой-либо разрешенной линии, в данном случае оказывается порядка  $10^{-10}$ . Поэтому неравенство (52) принимает вид:  $W\bar{\rho}_{23} \ll 10^{-10}$ . Так как в планетарных туманностях коэффициент дилуции порядка  $10^{-14}$ , то это неравенство безусловно выполняется.

Величина  $a_{21}$  может быть представлена в виде  $a_{21} = \bar{\sigma}_{21}\bar{v}$ , где  $\bar{\sigma}_{21}$  — эффективное поперечное сечение для ударов второго рода,  $\bar{v}$  — средняя скорость электронов. При грубой оценке можно принять:  $\bar{\sigma}_{21} \approx 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $\bar{v} \approx 10^8 \text{ см/сек}$ . Поэтому вместо (53) получаем  $n_e \ll 10^6$ . Как мы увидим дальше, в планетарных туманностях  $n_e \approx 10^4$ . Следовательно, неравенство (53) также выполняется (хотя и в менее сильной степени, чем предыдущее).

Неравенства (52) и (53) могут быть использованы не только при изучении газовых туманностей, но и при изучении других объектов, например, оболочек новых звезд. Когда оболочка находится близко от звезды, имеют место противоположные неравенства:

$$A_{21} \ll A_{32}W\bar{\rho}_{23}, \quad A_{21} \ll n_e a_{21},$$

и запрещенные линии не видны. По мере расширения оболочки величины  $W$  и  $n_e$  убывают, вследствие чего создаются условия, необходимые для появления запрещенных линий. Можно считать, что в момент появления запрещенной линии

$$A_{21} \approx n_e a_{21} \quad (54)$$

(к этому моменту неравенство (52) уже выполнено). Из соотношения (54) может быть найдена концентрация свободных электронов  $n_e$  в оболочке в данный момент времени.

Следует отметить, что в объектах, в которых величины  $W$  и  $n_e$  малы, происходит значительное накопление атомов в метастабильных состояниях. Это обстоятельство ведет, в частности, к возникновению линий поглощения из этих состояний. Примером может служить линия поглощения  $\lambda$  3889, возникающая из метастабильного состояния  $2^3S$  гелия. Эта линия наблюдается в спектре звезды  $\phi_1$  Ori, находящейся в туманности Ориона.

Подробное рассмотрение вопроса об условиях, необходимых для появления запрещенных линий, и о накоплении атомов в метастабильных состояниях было впервые выполнено В. А. Амбарцумяном [10]. Впоследствии этот вопрос рассматривался также другими авторами [11], [12].

Как уже отмечалось, большинство запрещенных линий в спектрах газовых туманностей возникает вследствие возбуждения атомов электронным ударом. Поэтому для всех расчетов, связанных с излучением туманностей в запрещенных линиях, необходимо знать эффективные поперечные сечения для неупругих столкновений различных атомов и ионов со свободными электронами. В последнее время определение упомянутых эффективных сечений было выполнено Ситоном [13].

Обозначим через  $\sigma_{ij}(v)$  эффективное поперечное сечение для столкновения атома со свободным электроном, переводящего атом из состояния  $i$  в состояние  $j$  ( $v$  — скорость электрона). Величину  $\sigma_{ij}(v)$  можно представить в виде

$$\sigma_{ij}(v) = \frac{h^2}{4\pi m^2 g_i} \frac{\Omega(ij)}{v^2}, \quad (55)$$



где  $m$  — масса электрона,  $h$  — постоянная Планка,  $g_i$  — статистический вес  $i$ -го состояния,  $\Omega(i, j)$  — безразмерное эффективное сечение. Ситон вычислил значения величины  $\Omega(i, j)$  для ионов с  $2p^q$  и  $3p^q$  конфигурациями ( $q=2, 3, 4$ ). Эти конфигурации содержат в порядке возрастания энергии возбуждения три терма:  $^3P$ ,  $^1D$  и  $^1S$  ( $q=2$  или  $4$ ) или  $^4S$ ,  $^2D$  и  $^2P$  ( $q=3$ ), обозначенные далее как 1, 2, 3 соответственно. Значения величины  $\Omega(i, j)$  для ионов с  $2p^q$  конфигурациями даны в табл. 5.

Таблица 5

| $q=2$ | $\Omega(1, 2)$ | $\Omega(1, 3)$ | $q=3$ | $\Omega(1, 2)$ | $\Omega(1, 3)$ | $q=4$ | $\Omega(1, 2)$ | $\Omega(1, 3)$ |
|-------|----------------|----------------|-------|----------------|----------------|-------|----------------|----------------|
| NII   | 2,39           | 0,223          | OII   | 1,44           | 0,218          | FII   | (0,95)         | (0,057)        |
| OIII  | 1,73           | 0,195          | FIII  | (1,00)         | (0,221)        | NeIII | 0,76           | 0,077          |
| FIV   | (1,21)         | (0,172)        | NeIV  | (0,68)         | (0,234)        | NaIV  | (0,61)         | (0,092)        |
| NeV   | (0,84)         | (0,157)        | NaV   | (0,43)         | (0,225)        | MgV   | (0,54)         | (0,112)        |

Для иона SII с  $3p^q$  конфигурацией получено:  $\Omega(1,2)=2,02$ ,  $\Omega(1,3)=0,383$ . Вычисленные значения величины  $\Omega(i, j)$  отличаются от точных значений, по-видимому, не более чем на 40%, оценки (приведенные в скобках) — не более чем вдвое.

Приведенные в таблице значения величины  $\Omega$  для иона O III определяют поперечные сечения для возбуждения соударениями состояния  $^1D_2$ , из которого возникают линии  $N_1$  и  $N_2$ , и состояния  $^1S_0$ , из которого испускается линия  $\lambda$  4363.

Знание величины  $\Omega(i, j)$  дает возможность определить число ударов первого или второго рода, совершающихся в единице объема за единицу времени. Если электроны обладают скоростью  $v$ , то число неупругих столкновений электронов с атомами, при которых происходят переходы  $i \rightarrow j$  в 1 см<sup>3</sup> за 1 секунду, равно  $n_i n_e \sigma_{ij}(v)v$ . Будем считать, что скорости электронов распределены по закону Максвелла:

$$dn_e = 4\pi n_e \left( \frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}} v^2 dv, \quad (56)$$

где  $T_e$  — температура электронного газа. В таком случае полное число столкновений электронов с атомами, сопровождающихся переходами  $i \rightarrow j$ , будет равно

$$n_i \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{ij}(v) \frac{dn_e}{dv} v dv,$$

где  $v_0$  определяется из соотношения  $\frac{mv_0^2}{2} = h\nu_{ij}$  для ударов первого рода и  $v_0 = 0$  для ударов второго рода. Как и выше, обозначим число ударов первого рода, происходящих в 1 см<sup>3</sup> за 1 секунду, через  $n_i n_e b_{ij}$ , а число ударов второго рода — через  $n_j n_e a_{ji}$ . Тогда, пользуясь соотношениями (55) и (56), получаем:

$$b_{ij} = \frac{\Omega(i, j)}{g_i} \frac{h^2}{2\pi m^2} \left( \frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu_{ij}}{kT_e}} = 8,54 \times 10^{-8} \frac{\Omega(ij)}{g_i \sqrt{T_e}} e^{-\frac{h\nu_{ij}}{kT_e}} \quad (57)$$

и

$$a_{ji} = 8,54 \times 10^{-8} \frac{\Omega(ij)}{g_j \sqrt{T_e}} \quad (58)$$

Из формул (57) и (58) видно, что коэффициенты  $b_{ij}$  и  $a_{ji}$  связаны соотношением

$$b_{ij} = a_{ji} \frac{g_j}{g_i} e^{-\frac{h\nu_{ij}}{kT_e}}. \quad (59)$$

Это соотношение имеет место во всех случаях, когда осуществляется максвелловское распределение электронов по скоростям (см. том I, § 10).

§ 100. Температуры туманностей. Путем сравнения изложенной выше теории свечения туманностей с результатами наблюдений могут быть определены различные величины, характеризующие физические условия в туманностях: температуры, плотности и т. д. Для определения электронных температур туманностей были предложены два метода.

Первый метод основан на измерении отношения интенсивностей запрещенных линий  $\lambda 4363$  и  $N_1 + N_2$ , принадлежащих дважды ионизованному кислороду. Линии  $N_1$  и  $N_2$  возникают при переходе с уровня  $^1D_2$  на уровни  $^3P_1$  и  $^3P_2$ , а линия  $\lambda 4363$  — при переходе с уровня  $^1S_0$  на уровень  $^1D_2$  (рис. 146). Потенциалы возбуждения уровней  $^1D_2$  и  $^1S_0$  равны 2,5 и 5,3 в соответственно. Возбуждение указанных уровней вызывается электронным ударом. Очевидно, что чем выше электронная температура туманности, тем больше отношение атомов в состоянии  $^1S_0$  к числу атомов в состоянии  $^1D_2$  и тем, следовательно, ярче должна быть линия  $\lambda 4363$  по сравнению с линиями  $N_1$  и  $N_2$ .

Обозначим число ионов  $O^{++}$  в основном состоянии ( $^3P$ ) и в двух метастабильных состояниях ( $^1D_2$  и  $^1S_0$ ) соответственно через  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$ . Пренебрегая переходами из возбужденных состояний под действием столкновений по сравнению со спонтанными переходами, в качестве условий стационарности получаем:

$$\left. \begin{aligned} n_1 n_e b_{12} + n_3 A_{32} &= n_2 A_{21}, \\ n_1 n_e b_{13} &= n_3 (A_{31} + A_{32}). \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

Для иона  $O^{++}$  переход  $3 \rightarrow 1$  запрещен гораздо сильнее, чем переход  $3 \rightarrow 2$ , т. е.  $A_{31} \ll A_{32}$ . Поэтому из уравнений (60) находим:

$$\frac{n_2 A_{21}}{n_3 A_{32}} = 1 + \frac{b_{12}}{b_{13}}.$$

Для искомого отношения интенсивностей линий  $N_1 + N_2$  и  $\lambda 4363$  это дает

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 4363}} = \frac{\nu_{12}}{\nu_{23}} \left( 1 + \frac{b_{12}}{b_{13}} \right). \quad (61)$$

Перейдем здесь от величин  $b_{ij}$  к величинам  $a_{ji}$  при помощи соотношения (59). Это позволит нам в явном виде выразить зависимость отношения интенсивностей линий  $\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 4363}}$  от электронной температуры  $T_e$ , так как величины  $a_{ji}$  от  $T_e$  почти не зависят. Выполнив указанный переход, находим:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 4363}} = \frac{\nu_{12}}{\nu_{23}} \left( 1 + \frac{g_2}{g_3} \frac{a_{21}}{a_{31}} e^{\frac{h\nu_{23}}{kT_e}} \right). \quad (62)$$

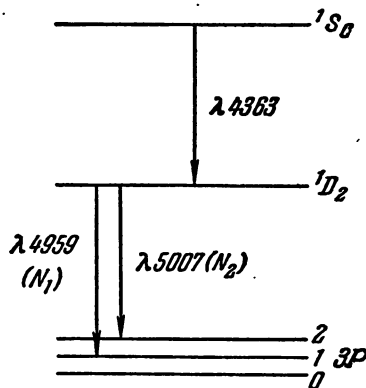


Рис. 146.

Формула (62) была получена В. А. Амбарцумяном [14]. Считая, что  $\frac{g_{21}^{21}}{g_{31}^{31}}$  порядка единицы, он по наблюдаемому отношению интенсивностей линий  $N_1 + N_2$  и  $\lambda 4363$ , приняв его равным 30, получил для электронной температуры туманности значение порядка  $7000^\circ$ .

Указанный метод определения электронных температур туманностей был развит в дальнейшем Мензелом, Аллером и Хэббом [15]. Названные авторы вычислили эффективные сечения для возбуждения небулия столкновениями и в уравнениях стационарности приняли во внимание удары второго рода. Взяв для электронной концентрации среднее значение  $n_e \approx 10^4$ , они получили формулу

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 4363}} = 4,07e^{\frac{33000}{T_e}}. \quad (63)$$

Определение электронных температур при помощи формулы (63) привело к значениям порядка  $6000-10\,000^\circ$  для большого числа туманностей.

При использовании эффективных сечений для столкновений, вычисленных Ситоном [13], для электронных температур туманностей получаются несколько более высокие значения [16, 17].

Второй метод определения  $T_e$  туманностей основан на рассмотрении энергетического баланса электронного газа. При фотоионизациях электроны приобретают некоторую энергию за счет излучения звезды. В дальнейшем они эту энергию расходуют на возбуждение атомов при столкновениях и на излучение в непрерывном спектре (при свободно-свободных переходах и рекомбинациях). Вследствие указанных процессов и устанавливается определенный уровень температуры электронного газа.

Будем считать, что электроны получают энергию при фотоионизации водородных атомов, а теряют ее тремя путями: 1) при излучении в непрерывном спектре, 2) при возбуждении ионов  $O^{++}$  и 3) при возбуждении атомов водорода. При сделанных предположениях автором [18, 19] было получено следующее соотношение, связывающее температуру звезды  $T_*$  с электронной температурой туманности  $T_e$ :

$$AT_* = BT_e + C \frac{N_2}{H_\beta} + D \frac{\bar{n}_1}{n^+}, \quad (64)$$

где  $A, B, C, D$  — некоторые коэффициенты (табулированные в указанных работах), причем первый из них зависит только от  $T_*$ , а остальные — только от  $T_e$ ;  $\frac{N_2}{H_\beta}$  — отношение интенсивностей линий  $N_2$  и  $H_\beta$ ,  $\frac{\bar{n}_1}{n^+}$  — среднее для туманности отношение числа нейтральных атомов водорода к числу протонов. Каждое из слагаемых в правой части формулы (64) соответствует определенному виду энергии, расходуемой электронным газом.

В результате вычислений по формуле (64) для электронных температур планетарных туманностей найдены значения порядка  $9000-14\,000^\circ$ . Столь низкие значения  $T_e$  объясняются охлаждением электронного газа вследствие неупругих столкновений с атомами (особенно с ионами  $O^{++}$ ).

В последнее время Аллером [17] также была получена формула (64) (однако без последнего члена) и использована для нахождения электронных температур туманностей.

§ 101. Массы, плотности и химический состав. По свечению туманности в водородных линиях может быть определена концентрация атомов водорода в туманности. Для этого надо воспользоваться формулой (49), определяющей энергию, излучаемую туманностью в данной линии. Применяя эту формулу

к бальмеровской линии, соответствующей переходу  $k \rightarrow 2$ , имеем:

$$E_{k2} = z_k A_{k2} h \nu_{2k} \int n_e n^+ dV. \quad (65)$$

Так как водород является наиболее распространенным элементом, а в светящейся части туманности он находится преимущественно в ионизованном состоянии, то можно считать, что  $n_e = n^+$ . Поэтому формула (65) может быть переписана в виде

$$E_{k2} = z_k A_{k2} h \nu_{2k} n^{+2} V, \quad (66)$$

где  $n^+$  — среднее число протонов в  $1 \text{ см}^3$ , а  $V$  — объем светящейся части туманности. Из формулы (66) получаем:

$$n^+ = \sqrt{\frac{E_{k2}}{z_k A_{k2} h \nu_{2k} V}}. \quad (67)$$

Оценка величины  $n^+$  в планетарных туманностях по формуле (67) приводит к значениям порядка нескольких тысяч. С этими значениями  $n^+$  ионизационная формула дает для степени ионизации водородных атомов:  $\frac{n^+}{n_1} \approx 10^3$ . Следовательно, число нейтральных атомов водорода в  $1 \text{ см}^3$  составляет в среднем несколько единиц.

Знание величины  $n^+$  дает возможность определить массу светящейся части туманности, которая равна

$$M = m_H n^+ V, \quad (68)$$

где  $m_H$  — масса атома водорода. Подставляя (67) в (68), находим:

$$M = m_H V \sqrt{\frac{E_{k2} V}{z_k A_{k2} h \nu_{2k}}}. \quad (69)$$

Энергия, излучаемая туманностью в данной бальмеровской линии, составляет некоторую долю  $\lambda_{2k}$  визуальной светимости туманности  $L$ , т. е.  $E_{k2} = \lambda_{2k} L$ . Поэтому формулу (69) можно переписать так:

$$M = C \sqrt{LV}, \quad (70)$$

где

$$C = m_H V \sqrt{\frac{\lambda_{2k}}{z_k A_{k2} h \nu_{2k}}}. \quad (71)$$

Формулу (70) впервые получил В. А. Амбарцумян [14]. Применение этой формулы к определению масс планетарных туманностей дает значения порядка  $0,01 M_\odot$ . Следует подчеркнуть, что указанное значение массы относится к светящейся части туманности. Оно представляет собой полную массу туманности, если оптическая толщина туманности за границей серии Лаймана меньше единицы.

Б. А. Воронцов-Вельяминов [20] определил массу планетарной туманности NGC 6572 по ее свечению в линии  $H_\gamma$ . Предварительно он нашел концентрацию атомов в виде функции расстояния от ядра. Масса указанной туманности оказалась равной  $M = 0,007 M_\odot$ .

Массы диффузных газовых туманностей заключены в очень широких пределах — от небольших долей массы Солнца до нескольких тысяч масс Солнца. В виде примера укажем на работу Д. П. Гук [21], где была произведена фотометрия туманности «Омега» NGC 6618 и определена ее масса по формуле (70). Оказалось, что масса наиболее яркой части туманности равна  $30 M_\odot$ , а масса всей туманности —  $515 M_\odot$ .

После определения количества водородных атомов в туманности может быть определено и количество других атомов. Делается это на основе измеренных отношений интенсивностей линий разных атомов к интенсивностям балмеровских линий в спектрах туманностей.

Если линия данного атома возникает в результате фотоионизаций и рекомбинаций, то ее интенсивность определяется формулой (49). Входящая в эту формулу величина  $z_k$  должна быть найдена из уравнений стационарности для разных уровней атома, аналогичных уравнениям (47). Для вычисления величин  $z_k$  необходимо знать коэффициенты вероятностей рекомбинаций и эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов.

Примером линий, имеющих рекомбинационное происхождение, являются линии нейтрального и ионизованного гелия. По отношению интенсивностей этих линий к интенсивностям балмеровских линий найдено, что число атомов гелия в туманностях в среднем в 10 раз меньше числа атомов водорода [22, 9, 23].

Для нахождения интенсивностей линий, возникающих в результате неупругих столкновений атомов со свободными электронами, надо знать эффективные сечения для этих столкновений и эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов. В этом случае определение числа атомов в возбужденных состояниях делается путем решения уравнений, подобных уравнениям (60) для иона  $O^{++}$ .

В виде примера укажем, что найденное по отношению интенсивностей линий  $N_1 + N_2$  и  $H_\beta$  отношение числа ионов  $O^{++}$  к числу атомов водорода оказывается порядка  $10^{-4}$ .

Весьма важен тот факт, что в спектрах туманностей имеются линии  $O^+$ , возникающие в результате рекомбинаций. Наличие этих линий позволяет получить вторую оценку для числа ионов  $O^{++}$  при помощи формулы (49). Оказывается, что обе эти оценки для разных туманностей хорошо согласуются между собой.

Наиболее полное рассмотрение вопроса о химическом составе планетарных туманностей было выполнено Аллером и Мензелом [22]. Полученные ими данные об относительных числах атомов приведены в табл. 6.

Т а б л и ц а 6

| Элемент  | Планетарная туманность | Солнце | $\tau_{\text{Sco}}$ |
|----------|------------------------|--------|---------------------|
| Водород  | 1000                   | 1000   | 1000                |
| Гелий    | 100                    | 222    | 175                 |
| Углерод  | 0,6                    | 0,04   | 0,17                |
| Азот     | 0,2                    | 0,12   | 0,3                 |
| Кислород | 0,25                   | 0,37   | 1,0                 |
| Фтор     | 0,0001                 |        |                     |
| Неон     | 0,01                   |        | 0,1                 |
| Сера     | 0,036                  | 0,037  |                     |
| Хлор     | 0,002                  |        |                     |
| Аргон    | 0,0015                 |        |                     |

В этой же таблице приведены для сравнения данные о химическом составе Солнца и звезды  $\tau_{\text{Sco}}$ , полученные совершенно другим методом — по интенсивностям линий поглощения.

В недавнее время Аллер [23] определил химический состав планетарной туманности NGC 7027, используя для этой цели эффективные сечения для столкновений, вычисленные Ситоном (см. § 99). Полученные Аллером резуль-

таты (логарифмы относительного числа атомов) приводятся в табл. 7 вместе с данными о химическом составе «нормальной» звезды.

Т а б л и ц а 7

| Эле-<br>мент | NGC 7027 | Звезда | Эле-<br>мент | NGC 7027 | Звезда |
|--------------|----------|--------|--------------|----------|--------|
| H            | 13,4     | 13,27  | S            | 9,21     | 8,52   |
| He           | 12,0     | 12,0   | Cl           | 8,39     | 8,3    |
| N            | 9,56     | 9,49   | A            | 8,22     | 9,0    |
| O            | 10,00    | 10,00  | K            | 6,2      | 6,39   |
| F            | 7,4      | 7,7    | Ca           | 6,6      | 7,72   |
| Ne           | 9,48     | 10,04  |              |          |        |

Из приведенных таблиц видно, что нет больших различий в химическом составе туманностей и звездных атмосфер.

§ 102. Световое давление в туманностях. Как уже говорилось в § 96, процесс переработки  $L_c$ -излучения в туманности заканчивается образованием  $L_\alpha$ -квантов. Эти кванты вследствие чрезвычайно большой оптической толщины туманности в лаймановских линиях в течение весьма длительных промежутков времени диффундируют в туманности. Поэтому плотность  $L_\alpha$ -излучения в туманности оказывается очень большой.

Впервые задача о диффузии  $L_\alpha$ -излучения в туманности была рассмотрена В. А. Амбарцумяном [24]. Им же была отмечена большая роль светового давления, вызванного  $L_\alpha$ -излучением, в динамике туманностей.

Оценим величину силы светового давления на границах планетарной туманности. Будем при этом считать, что туманность обладает сферической симметрией (рис. 147).

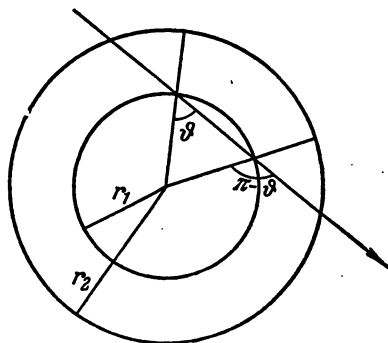


Рис. 147.

При рассмотрении светового давления в туманностях следует различать два случая: 1) туманность неподвижна, 2) туманность расширяется со скоростью, превосходящей среднюю термическую скорость атомов.

В первом случае  $L_\alpha$ -кванты, выходящие через внутреннюю границу туманности, поглощаются в противоположной части туманности. Легко понять, что интенсивность излучения, выходящего через эту границу под углом  $\theta$  к нормали, равна интенсивности излучения, входящего под углом  $\pi - \theta$  к нормали, т. е. поток  $L_\alpha$ -излучения на внутренней границе туманности равен нулю. Следовательно, в данном случае световое давление, вызванное  $L_\alpha$ -излучением, только на внешней границе туманности отлично от нуля (и направлено наружу).

Во втором случае выходящие через внутреннюю границу туманности  $L_\alpha$ -кванты уже не поглощаются в противоположной части туманности вследствие эффекта Доплера. В этом случае световое давление, вызванное  $L_\alpha$ -излучением, отлично от нуля на обеих границах туманности (причем на внешней границе направлено от звезды, а на внутренней — к звезде).

Будем для определенности считать, что имеет место второй из указанных случаев, причем оптическая толщина туманности за границей серии Лаймана значительно больше единицы. Тогда большинство  $L_\alpha$ -квантов будет выходить из туманности через ее внутреннюю границу. Выше было показано, что из каждого  $L_c$ -кванта, переработанного туманностью, образуется один квант

в линии  $L_{\alpha}$ . Поэтому в данном случае поток  $L_{\alpha}$ -квантов на внутренней границе туманности будет равен (с обратным знаком) потоку  $L_c$ -квантов, приходящих в туманность от звезды.

Возьмем единичный объем на внутренней границе туманности. Сила светового давления, действующая на этот объем, равна

$$R = \frac{n_1 k_{12}}{c} H_{12} h \nu_{12}, \quad (72)$$

где  $n_1$  — число атомов водорода в основном состоянии,  $k_{12}$  — средний коэффициент поглощения в линии  $L_{\alpha}$ , рассчитанный на один атом,  $h \nu_{12}$  — энергия  $L_{\alpha}$ -кванта,  $H_{12}$  — поток  $L_{\alpha}$ -квантов.

Так как поток  $L_{\alpha}$ -квантов равен потоку  $L_c$ -квантов, пришедших от звезды, то мы имеем:

$$H_{12} = \left( \frac{r_*}{r_1} \right)^2 \frac{2\pi}{c^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}, \quad (73)$$

где  $\nu_0$  — частота ионизации водорода. Подставляя (73) в (72), получаем:

$$R = \frac{2\pi n_1 k_{12} h \nu_{12}}{c^3} \left( \frac{r_*}{r_1} \right)^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}. \quad (74)$$

Следует отметить, что при вычислении силы светового давления, действующей на единичный объем, можно пренебречь  $L_c$ -излучением, так как коэффициент поглощения в линии  $L_{\alpha}$  примерно в  $10^4$  раз больше коэффициента поглощения за границей серии Лаймана.

Найдем отношение силы светового давления к силе притяжения центральной звезды. Так как в единичном объеме имеются не только нейтральные атомы, но и ионизованные, то сила притяжения равна

$$G = \left( \frac{r_*}{r_1} \right)^2 g_* m_H (n_1 + n^*), \quad (75)$$

где  $g_*$  — ускорение силы тяжести на поверхности звезды.

Для отношения  $\frac{R}{G}$  получаем:

$$\frac{R}{G} = \frac{2\pi k_{12} h \nu_{12}}{c^3 m_H g_* \left( 1 + \frac{n^*}{n_1} \right)} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}. \quad (76)$$

Если положить здесь  $T = 40\,000^\circ$ ,  $\frac{n^*}{n_1} = 5000$ , то будем иметь:

$$\frac{R}{G} = \frac{10^9}{g_*}. \quad (77)$$

Вряд ли величина  $g_*$  может достигать значений порядка  $10^9$  см/сек<sup>2</sup> (для сравнения напомним, что ускорение силы тяжести на поверхности Солнца равно  $3 \cdot 10^4$  см/сек<sup>2</sup>). Поэтому мы можем заключить, что сила светового давления, вызванного  $L_{\alpha}$ -излучением, играет в туманностях гораздо большую роль, чем сила притяжения ядра.

Под действием силы светового давления ближайшие к звезде части расширяющейся туманности должны тормозиться. При помощи формулы (74) можно найти величину этого эффекта. Оказывается, что торможение достигает 3 км/сек в столетие.

Приведенные подсчеты являются, однако, весьма грубыми, так как в них не приняты во внимание существенные особенности диффузии  $L_\alpha$ -излучения в туманностях.

Прежде всего, мы должны считать, что в туманностях имеется градиент скорости. Если бы туманность в некоторый момент времени расширялась с постоянной для всех слоев скоростью, то постепенно, благодаря световому давлению создавалась бы разность скоростей расширения. Но при наличии разности скоростей расширения световые кванты могут выходить из средних частей туманности без поглощения по пути вследствие эффекта Доплера. Это обстоятельство должно приводить к уменьшению плотности  $L_\alpha$ -излучения и светового давления, вызванного  $L_\alpha$ -излучением, по сравнению со значениями этих величин в туманности, расширяющейся без градиента скорости.

Задачу о диффузии  $L_\alpha$ -квантов в туманности, расширяющейся с разностью скоростей, впервые рассмотрел Занстра [25]. Однако он считал, что частота кванта не меняется при диффузии. В дальнейшем та же задача при предположении о полном перераспределении излучения по частотам внутри линии была решена в работе автора [26]. В ней было показано, что появление даже небольшого градиента скорости приводит к весьма сильному уменьшению плотности  $L_\alpha$ -излучения и вызываемого им светового давления. В частности, отношение силы светового давления на внутренней границе туманности, расширяющейся с градиентом скорости, к силе светового давления на внутренней границе туманности, расширяющейся без градиента скорости, оказалось равным

$$\sqrt{\frac{qu}{2\frac{dv}{d\tau}}},$$

где  $q$  — отношение коэффициента поглощения за границей серии Лаймана к коэффициенту поглощения в линии  $L_\alpha$ ,  $u$  — средняя термическая скорость атомов,  $\frac{dv}{d\tau}$  — градиент скорости в туманности ( $\tau$  — оптическая глубина в частотах лаймановского континуума). Если величины  $u$  и  $\frac{dv}{d\tau}$  одного порядка, то указанное отношение будет порядка 0,01.

Очевидно, что учет перераспределения излучения по частотам внутри линии должен приводить к новым значениям силы светового давления и для туманности, расширяющейся без градиента скорости (или для неподвижной туманности). Рассмотрение этой задачи было выполнено в другой статье Занстра [27]. Приняв для коэффициента поглощения в линии выражение

$$k_\nu = k_0 e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}\right)^2},$$

он получил, что в туманности с оптической толщиной в лаймановском континууме порядка единицы сила светового давления при полном перераспределении по частотам примерно в 300 раз меньше силы светового давления без перераспределения по частотам.

В недавней работе автора [28] также проведено исследование диффузии резонансного излучения в неподвижной туманности. В указанной работе рассмотрены три случая диффузии: а) без изменения частоты излучения, б) с полным перераспределением излучения по частотам, в) с истинным перераспределением излучения по частотам. В случае б предполагается, что коэффициент излучения  $\epsilon_\nu$  пропорционален коэффициенту поглощения  $k_\nu$ . Для случая в определена вероятность того, что излучение, поглощенное элементарным объемом в виде квантов частоты  $\nu_1$ , испускается им в виде квантов частоты  $\nu_2$ . При этом приняты во внимание естественная размытость энергетических уровней атома и эффект Доплера, происходящий от теплового



движения атомов. Для каждого случая решено интегральное уравнение диффузии излучения. В результате получено, что случаи *б* и *в* близки между собой, но сильно отличаются от случая *а*. Этим, в частности, дано некоторое обоснование предположения о полном перераспределении излучения по частотам, сделанное в более ранних работах [26, 27].

Перечисленные исследования говорят о том, что световое давление, обусловленное  $L_\alpha$ -излучением, играет в туманностях гораздо меньшую роль, чем это вытекает из работ В. А. Амбарцумяна [24] и Занстра [25]. Во всяком случае, эта роль мала в ионизованной части туманности (т. е. там, где для водородных атомов  $\frac{n^+}{n_1} \gg 1$ ). Однако роль светового давления в неионизованной части туманности может быть более значительной из-за увеличения числа поглощающих атомов. На это обстоятельство обратил внимание Г. А. Гурзаян в своих работах по динамике туманностей [29].

Г. А. Гурзаян подробно изучил выделенную им группу планетарных туманностей, состоящих из двух оболочек. Эти туманности обладают интересными свойствами: масса внешней оболочки всегда значительно меньше массы внутренней оболочки, внешняя оболочка непосредственно примыкает к внутренней, обе оболочки более или менее сходны между собой и т. д. Рассмотрение этих свойств приводит к заключению, что двухоболочечная туманность не могла образоваться в результате последовательных выбросов вещества из звезды, а возникла из обычной туманности на некотором этапе ее развития. Г. А. Гурзаян сделал предположение, что вторая оболочка образуется под действием светового давления в линии  $L_\alpha$  на неионизованную часть туманности в тот период, когда ее оптическая толщина в лаймановском континууме становится порядка единицы. Сделанные им подсчеты подтверждают эту точку зрения.

Таким образом, световое давление в линии  $L_\alpha$  способно создать заметное движение одних частей туманности относительно других. Однако кроме давления излучения в линии  $L_\alpha$ , на туманность действует также давление излучения звезды в лаймановском континууме. Оно может привести к некоторому ускорению в движении всей туманности. Если туманность поглощает все излучение звезды за границей серии Лаймана, то под действием давления этого излучения скорость расширения туманности меняется по закону

$$v^2 - v_0^2 = \frac{2L}{Mc} (r - r_0), \quad (78)$$

где  $L$  — светимость звезды в лаймановском континууме,  $M$  — масса туманности. Полагая  $L = 10^{36}$  эрг/сек,  $M = 0,001 M_\odot$ ,  $r - r_0 = 10\,000$  а. е.,  $v_0 = 10$  км/сек, получаем  $v = 25$  км/сек. Интересно, что наблюдения свидетельствуют в пользу ускоренного расширения планетарных туманностей. Это следует из статистического сопоставления наблюдаемых скоростей расширения туманностей с коэффициентами дилуции. Возможно, что эти результаты наблюдений объясняются именно действием давления излучения в лаймановском континууме (см. работу И. Н. Минина [30]).

Следует также отметить, что на расширение туманностей влияет не только давление излучения, но и давление газа.

**§ 103. Непрерывный спектр туманностей.** Как уже говорилось, спектры газовых туманностей состоят из эмиссионных линий на непрерывном фоне. Происхождение этого непрерывного фона в значительной мере объясняется рекомбинациями и свободно-свободными переходами электронов в поле ионов. Основную роль в создании такого свечения играет водород, как наиболее распространенный элемент в туманностях.

Как известно (см. том I, § 9), количество энергии, излучаемое при захватах электронов на  $i$ -й уровень водородного атома в  $1 \text{ см}^3$  за 1 секунду в

интервале частот от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ , равно

$$n_e n^+ \frac{2^9 \pi^5}{(6\pi)^2} \frac{e^{10}}{m^2 c^3 h^2} \left( \frac{m}{kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i - h\nu}{kT_e}} d\nu \quad (h\nu > \chi_i),$$

а количество энергии, излучаемое при свободно-свободных переходах в  $1 \text{ см}^3$  за 1 секунду в том же интервале частот, равно

$$n_e n^+ \frac{2^7 \pi^3}{(6\pi)^2} \frac{e^6}{m^2 c^3} \left( \frac{m}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} d\nu.$$

В этих выражениях  $\chi_i$  — энергия ионизации из  $i$ -го состояния,  $T_e$  — температура электронного газа,  $n_e$  и  $n^+$  — число свободных электронов и протонов в  $1 \text{ см}^3$  соответственно.

Полное количество энергии, испускаемое в  $1 \text{ см}^3$  за 1 секунду в единичном интервале частот, дается выражением

$$n_e n^+ \frac{2^7 \pi^3}{(6\pi)^2} \frac{e^6}{m^2 c^3} \left( \frac{m}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left( 1 + 2 \frac{\chi_1}{kT_e} \sum_{i=j}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}} \right) e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}. \quad (79)$$

Здесь надо считать, что  $j=2$  в интервале частот от границы бальмеровской серии до границы лаймановской серии,  $j=3$  в интервале частот от границы папенховской серии до границы бальмеровской серии и т. д.

Если свечение туманности в непрерывном спектре происходит по закону (79), то путем сравнения теоретических и наблюдаемых значений спектрофотометрической температуры и скачка интенсивности у предела бальмеровской серии можно найти электронную температуру туманности.

Спектрофотометрическая температура  $T_c$  связана с электронной температурой  $T_e$  соотношением:

$$-\frac{h}{kT_e} = \frac{3}{\nu} - \frac{h}{kT_c} - \frac{1}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_c}}}. \quad (80)$$

Это соотношение получается при подстановке в формулу (80) гл. XIV, являющуюся определением спектрофотометрической температуры, выражения для потока излучения

$$H_\nu \sim e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}, \quad (81)$$

вытекающего из (79).

Что же касается скачка интенсивности у предела серии Бальмера, то он в данном случае равен

$$D = \lg \frac{1 + 2 \frac{\chi_1}{kT_e} \sum_{i=3}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}}}{1 + 2 \frac{\chi_1}{kT_e} \sum_{i=2}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}}}. \quad (82)$$

В таблице 8 приводятся значения бальмеровского скачка в зависимости от электронной температуры  $T_e$ , а также значения величины  $D$  в зависимости от  $T_e$  при разных значениях величины  $C/\text{Ва}_c$ , представляющей собой

отношение интенсивности какого-либо другого непрерывного спектра (если таковой имеется) к интенсивности рассматриваемого спектра за пределом балмеровской серии. Таблица заимствована из работы Гринштейна [31].

Т а б л и ц а 8

| $T_e$  | C/Ba <sub>c</sub> |      |      |      | $T_e$   | C/Ba <sub>c</sub> |      |      |      |
|--------|-------------------|------|------|------|---------|-------------------|------|------|------|
|        | 0                 | 0,1  | 0,2  | 0,3  |         | 0                 | 0,1  | 0,2  | 0,3  |
| 5000°  | 2,34              | 1,02 | 0,77 | 0,63 | 20 000° | 0,72              | 0,58 | 0,49 | 0,42 |
| 7 500  | 1,68              | 0,96 | 0,73 | 0,61 | 25 000  | 0,60              | 0,49 | 0,42 | 0,37 |
| 10 000 | 1,31              | 0,87 | 0,68 | 0,57 | 30 000  | 0,51              | 0,41 | 0,36 | 0,32 |
| 15 000 | 0,93              | 0,70 | 0,57 | 0,49 | 40 000  | 0,38              | 0,33 | 0,29 | 0,26 |

Изучением непрерывного спектра планетарных туманностей занимался Пейдж [32, 33]. Он измерил распределение энергии в спектре туманностей за границей серии Балмера и нашел, что после исправлений за межзвездное поглощение света оно в общем согласуется с законом (80). Вместе с тем Пейдж обнаружил существование непрерывного спектра приблизительно постоянной интенсивности в области  $\lambda \lambda 3600-4800$ , который не может быть объяснен действием рекомбинационного механизма.

В работах Барбье [34] и Гринштейна [31] был исследован непрерывный спектр туманности Ориона. Для центральной части туманности Гринштейн нашел, что  $T_e = 12\,000^\circ$  по обе стороны от балмеровского предела. По измерениям Барбье в области  $\lambda \lambda 4190-4685$   $T_e = 6950^\circ$  (это значение Гринштейн считает слишком низким), а в фиолетовой стороне от балмеровского предела  $T_e = 10\,300^\circ$ . Электронная температура туманности, определенная по формуле (80), оказывается равной  $T_e = 65\,000^\circ$  при  $T_c = 12\,000^\circ$  и  $T_e = 33\,000^\circ$  при  $T_c = 10\,300^\circ$ . Эти значения  $T_e$  сильно отличаются от значений электронной температуры, найденной другими методами (см. § 100).

По определению Гринштейна скачок интенсивности у предела серии Балмера в спектре туманности Ориона равен  $D = -0,64$  (по Барбье  $D = -0,56$ ). С указанным значением  $D$  таблица дает  $T_e = 22\,000^\circ$ . Это значение электронной температуры опять намного выше тех значений, которые получаются, например, по отношению интенсивности линий  $N_1 + N_2$  и  $\lambda 4363$ . Чтобы устранить указанное расхождение, можно предположить, что непрерывный спектр туманности возникает не только в результате рекомбинаций, но и каким-либо другим путем. Если, например, считать, что  $C/Ba_c = 0,2$ , то будет  $T_e = 12\,000^\circ$ .

Из перечисленных работ вытекает, что происхождение непрерывного спектра газовых туманностей не может быть объяснено только рекомбинациями и свободно-свободными переходами. В некоторых диффузных туманностях дополнительным источником свечения в непрерывном спектре является пыль, рассеивающая излучение звезд. Однако в планетарных туманностях пыль, по всей вероятности, отсутствует.

Недавно А. Я. Киппер [35], а также Спигер и Гринштейн [36] указали новый механизм образования непрерывного спектра газовых туманностей. Он состоит в излучении двух квантов водородным атомом при переходе из состояния  $2s$  в состояние  $1s$ .

Обозначим частоты двух квантов, излучаемых при переходе  $2s \rightarrow 1s$  через  $y\nu_{12}$  и  $(1-y)\nu_{12}$ , где  $\nu_{12}$  — частота  $L_\alpha$ -кванта. Пусть  $A(y)dy$  — коэффициент вероятности перехода, связанного с излучением кванта в интервале частот от  $\nu_{12}y$  до  $\nu_{12}(y+dy)$ . Представляя величину  $A(y)$  в виде

$$A(y) = \frac{9\alpha^6 v_0}{2^{10}} \psi(y), \quad (83)$$

где  $\nu_0$  — частота ионизации водорода и  $\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$  — постоянная тонкой структуры, названные авторы получили для функции  $\psi(y)$  значения, приведенные в табл. 9. Энергия, излучаемая в единичном интервале частот, пропорциональна

Таблица 9

| $y$  | $\lambda$ (Å) | $\psi(y)$ | $y\psi(y)$ |
|------|---------------|-----------|------------|
| 0,00 |               | 0         | 0          |
| 0,05 | 24313         | 1,725     | 0,0863     |
| 0,10 | 12157         | 2,783     | 0,2783     |
| 0,15 | 8105          | 3,481     | 0,5222     |
| 0,20 | 6078          | 3,961     | 0,7922     |
| 0,25 | 4862          | 4,306     | 1,077      |
| 0,30 | 4052          | 4,546     | 1,363      |
| 0,35 | 3473          | 4,711     | 1,649      |
| 0,40 | 3039          | 4,824     | 1,929      |
| 0,45 | 2702          | 4,889     | 2,200      |
| 0,50 | 2403          | 4,907     | 2,454      |

величине  $h\nu A(y)$  или  $y\psi(y)$ . Значения функции  $y\psi(y)$  также даны в табл. 9. Эйнштейновский коэффициент перехода из состояния  $2s$  в состояние  $1s$  равен

$$A_{2s, 1s} = \frac{1}{2} \int_0^1 A(y) dy = 8,227 \text{ сек}^{-1}. \quad (84)$$

В условиях газовых туманностей атом водорода попадает в состояние  $2s$  в результате рекомбинаций и последующих каскадных переходов электронов из верхних состояний в нижние. Легко определить долю электронов, проходящих через состояние  $2s$  на их пути вниз, в общем числе электронов, захваченных на все уровни, начиная со второго. Вычисления дают, что эта доля равна приблизительно  $X=0,32$ .

Значение величины  $X$  и функции  $A(y)$  дает возможность найти количество энергии, излучаемое при переходе  $2s \rightarrow 1s$  единицей объема за 1 секунду, в зависимости от частоты. Оказывается, что эта энергия сравнима с энергией, излучаемой при рекомбинациях и свободно-свободных переходах.

Учет двухфотонного излучения в значительной мере объясняет непрерывный спектр планетарных туманностей в области  $\lambda\lambda$  3600—4800, обнаруженный Пейджем. Однако полного согласия между теорией и наблюдениями нет, что, возможно, обусловлено неточностью наблюдений. Двухфотонное излучение должно быть принято во внимание также при теоретическом определении спектрофотометрических температур и скачков интенсивности у балмеровского предела.

При детальном сравнении теории с наблюдениями следует иметь в виду, что атом водорода, попавший в состояние  $2s$ , не обязательно совершает из него переход в состояние  $1s$  с излучением двух квантов в непрерывном спектре. Атом может также покинуть состояние  $2s$  под действием столкновений. Если учитывать только столкновения со свободными электронами, то величина  $X$  будет равна

$$X = \frac{0,32}{1 + 8,2 \cdot 10^{-6} n_e}, \quad (85)$$

где  $n_e$  — число свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$ . Однако в данном случае соударения с протонами играют большую роль, чем соударения со свободными

электронами. Учет тех и других соударений приводит к формуле

$$X = \frac{0,32}{1 + 0,6 \cdot 10^{-4} n_e}, \quad (86)$$

где концентрация протонов принята равной концентрации свободных электронов.

Ситон [37] при помощи приведенных выше формул вычислил величину бальмеровского скачка для некоторых туманностей. Его результаты приведены в табл. 10. В первом столбце таблицы даны номера туманностей по каталогам NGC и IC, во втором и третьем — значения  $T_e$  и  $n_e$  по определениям Ситона, в четвертом — наблюдаемые значения  $D$ . В последующих столбцах даны теоретические значения бальмеровского скачка для трех случаев: 1) при учете рекомбинаций и свободно-свободных переходов; 2) при одновременном учете двухфотонного излучения с  $X=0,32$ ; 3) при одновременном учете двухфотонного излучения с величиной  $X$ , определенной формулой (86).

Т а б л и ц а 10

| Туманность | $10^{-4} T_e$ | $10^{-4} n_e$ | $-D_{\text{набл}}$ | $-D_{\text{теор}}$ |
|------------|---------------|---------------|--------------------|--------------------|
| NGC 6543   | 1,0           | 3             | 0,98               | 1,26 0,70 0,95     |
| 6572       | 1,3           | 5             | 0,79               | 1,00 0,59 0,84     |
| 6826       | 1,1           | 3             | 0,61               | 1,15 0,66 0,89     |
| 7009       | 1,4           | 3             | 0,82               | 0,90 0,56 0,73     |
| 7662       | 1,3           | 5             | 0,81               | 0,80 0,59 0,79     |
| IC 418     | 1,9           | 0,8           | 0,48               | 0,69 0,45 0,50     |
| Среднее    |               |               | 0,75               | 0,98 0,59 0,78     |

Из таблицы следует, что двухфотонное излучение существенно влияет на величину бальмеровского скачка. Вместе с тем можно констатировать хорошее согласие между наблюдениями и теорией при значениях величины  $X$ , найденных по формуле (86).

Большой интерес вызывает так называемая Крабовидная туманность, образовавшаяся, по всей вероятности, при вспышке Сверхновой 1054 г. Непрерывный спектр этой туманности очень сильный: энергия, излучаемая в линиях, составляет лишь несколько процентов энергии, излучаемой в непрерывном спектре. Минковский [38] сделал попытку интерпретировать непрерывный спектр Крабовидной туманности, как возникающий в результате рекомбинаций и свободно-свободных переходов. Он получил, что в таком случае масса туманности должна быть порядка  $15 M_{\odot}$ , а ее кинетическая температура — порядка нескольких сотен тысяч градусов. Вместе с тем центральная звезда также должна обладать весьма необычными свойствами: ее температура должна быть равна  $500\,000^{\circ}$ , а ее радиус —  $0,02$  радиуса Солнца.

Однако в последнее время появились новые факты, заставившие пересмотреть указанную интерпретацию непрерывного спектра Крабовидной туманности. В 1949 г. было обнаружено, что Крабовидная туманность является мощным источником радиоизлучения. Несколько позднее был указан новый механизм радиоизлучения — тормозное излучение релятивистских электронов в магнитных полях. Все это позволило И. С. Шкловскому [39] высказать предположение, что как радиоизлучение Крабовидной туманности, так и ее излучение в видимой области спектра вызвано свечением релятивистских электронов (с энергией, достигающей до  $10^{11}$  эв и выше). Вопрос о том, откуда

появились релятивистские электроны в Крабовидной туманности, пока остается открытым.

Следует отметить, что на необычность происхождения непрерывного спектра Крабовидной туманности указывает также работа В. А. Домбровского [40], измерившего поляризацию излучения, идущего от разных частей туманности. Он нашел, что хотя степень поляризации в разных частях различна (9—15%), но направление преимущественных колебаний примерно одинаково. По его мнению, эти результаты наблюдений могут быть объяснены на основе представления о возникновении непрерывного спектра Крабовидной туманности в результате свечения релятивистских электронов.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XVI

1. Bowen I., The origin of the nebular lines and the structure of the planetary nebulae, *ApJ* 67, 1, 1928.
2. Шайн Г. А. и Газе В. Ф., Некоторые результаты исследования светлых галактических туманностей, *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.* 6, 3, 1951; Второй список диффузных туманностей, *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.* 7, 93, 1951.
3. Воронцов-Вельяминов Б. А., Система планетарных туманностей, *Астрон. журн.* 27, 285, 1950.
4. Zanstra H., Die Leuchtprozesse planetarischer Nebel und die Temperatur der Zentralsterne, *Zs. f. Astrophys.* 2, 1, 1931.
5. Амбарцумян В. А., On the temperatures of the Nuclei of planetary nebulae, *Цирк. Пулковск. обсерв.*, № 4, 1932.
6. Cillie G., The theoretical capture spectrum of hydrogen, *MN* 96, 771, 1936.
7. Baker J. and Menzel D., The Balmer decrement, *ApJ* 88, 52, 1938.
8. Goldberg L., The statistical equilibrium of neutral helium, *ApJ* 93, 244, 1941.
9. Никитин А. А., Оценка обилия гелия в планетарных туманностях, *Уч. зап. ЛГУ*, № 136, 1950.
10. Амбарцумян В. А., The excitation of the metastable states in the gaseous nebulae, *Цирк. Пулковск. обсерв.*, № 6, 1933.
11. Gauditz J., Sur les conditions d'émission des radiations interdites, *Ann. d'Astrophys.* 6, 53, 1943.
12. Никитин А. А., Оценка массы туманности Ориона, *Вестник Ленинградск. ун-та*, № 5, 1954.
13. Seaton M. J., Electron excitation of forbidden lines occurring in gaseous nebulae, *Proc. Roy. Soc.* 218 A, N1134, 1953.
14. Амбарцумян В. А., Теоретическая астрофизика, ГОНТИ, 1939.
15. Menzel D., Aller L., Hebb M., The electron temperatures of some typical planetary nebulae, *ApJ* 93, 230, 1941.
16. Seaton M. J., Electron temperatures and electron densities in planetary nebulae, *MN* 114, 154, 1954.
17. Aller L. H., Thermal effects of collisional line excitation in gaseous nebulae, *ApJ* 118, 547, 1953.
18. Соболев В. В., Определение электронных температур планетарных туманностей и уточнение температур их ядер, *Уч. зап. ЛГУ*, № 82, 1941.
19. Соболев В. В., Движущиеся оболочки звезд, *Изв. Ленинградск. ун-та*, 1947.
20. Воронцов-Вельяминов Б. А., Spacial structure and mass of the planetary nebula NGC 6572, *Zs. f. Astrophys.* 12, 247, 1936.
21. Гук Д. П., Определение массы газовой диффузной туманности «Омега» NGC 6618, *Астрон. журн.* 28, 253, 1951.
22. Aller L. and Menzel D., The chemical composition of the planetary nebulae, *ApJ* 102, 239, 1945.
23. Aller L., The composition of the planetary nebulae NGC 7027, *ApJ* 120, 401, 1954.
24. Амбарцумян В. А., On the radiative equilibrium of a planetary nebulae, *Цирк. Пулковск. обсерв.* 13, 31, 1933.
25. Zanstra H., Radiation pressure in an expanding nebula, *MN* 95, 84, 1934.
26. Соболев В. В., Световое давление в расширяющейся туманности, *Астрон. журн.* 22, 143, 1944.
27. Zanstra H., On scattering with redistribution and radiation pressure in a stationary nebula, *Bull. Astr. Inst. M Netherlands* XI, N401, 1949.
28. Соболев В. В., Диффузия излучения с перераспределением по частотам, *Вестн. Ленинградск. ун-та*, № 5, 1955.
29. Гурзadyн Г. А., Вопросы динамики планетарных туманностей, Ереван, 1954.
30. Минин И. Н., Об истечении материи из звезд Вольфа—Райе. В кн.: Труды Четвертого совещания по вопросам космогонии, 1955.

31. Greenstein J. L., Continuous emission in the Orion nebula, *ApJ* 104, 414, 1946.
  32. Page T., The continuous spectra of certain planetary nebula, *MN* 96, 604, 1936.
  33. Page T., Continuous emission in the spectra of planetary nebula, *ApJ* 96, 78, 1942.
  34. Barbier D., Etude photometrique du spectre continu de la nébuleuse d'Orion, *Ann. d'Astrophys.* 7, 80, 1944.
  35. Киппер А. Я., Непрерывный спектр планетарных туманностей. В сб. «О развитии советской науки в Эстонской ССР 1940—1950», 1950.
  36. Spitzer L. and Greenstein J., Continuous emission from planetary nebulae, *ApJ* 114, 407, 1951.
  37. Seaton M. J., Deactivation by collisions of the 2s metastable state of hydrogen in planetary nebulae, *Ann. astrophys.* 17, 269, 1954.
  38. Minkowski R., Crab Nebula, *ApJ* 96, 199, 1942.
  39. Шкловский И. С., О природе свечения Крабовидной туманности, *ДАН СССР* 90, 983, 1953.
  40. Домбровский В. А., О природе излучения Крабовидной туманности, *ДАН СССР* 94, 1021, 1954.
-

## ГЛАВА XVII ЗВЕЗДЫ С ЯРКИМИ СПЕКТРАЛЬНЫМИ ЛИНИЯМИ

§ 104. Звезды ранних классов с яркими линиями. После рассмотрения газовых туманностей мы снова обратимся к звездным атмосферам. Однако теперь мы будем заниматься уже не «обычными» звездами с абсорбционными спектрами, а «особенными» звездами, в спектрах которых видны яркие линии. Результаты, полученные при изучении газовых туманностей, имеют существенное значение для понимания процессов, происходящих в атмосферах этих звезд.

Сначала мы остановимся на звездах ранних классов с яркими линиями, к которым относятся звезды типов Вольфа—Райе, Р Лебеда и Ве. В настоящее время указанные звезды изучены более подробно, чем другие звезды с яркими линиями в спектрах.

Звезды типа Вольфа—Райе по степени возбуждения и ионизации атомов соответствуют спектральному классу О. Их спектры состоят из наложенных на непрерывный фон широких эмиссионных полос Н, He I, He II, C III, N III и других атомов с очень высокими потенциалами ионизации. С фиолетовой стороны некоторых из ярких полос видны слабые линии поглощения. Профили линий в спектрах звезд Вольфа—Райе изображены на рис. 148, взятом из работы Билса [1].

В указанной работе Билса было установлено, что спектры звезд Вольфа—Райе разделяются на две последовательности: азотную и углеродную. В спектрах первой последовательности имеются полосы азота в разной стадии ионизации, но нет полос углерода и кислорода, в спектрах второй последовательности содержатся полосы углерода и кислорода в разных стадиях ионизации, но нет полос азота. Степень возбуждения и ионизации атомов в обеих последовательностях примерно одинакова. Впоследствии были обнаружены спектры типа Вольфа—Райе с полосами и азота и углерода. Все же следует считать, что в одних спектрах звезд Вольфа—Райе интенсивнее линии азота, в других — углерода.

Звезды Вольфа—Райе часто оказываются компонентами спектрально-двойных систем. Некоторые из них являются одновременно затменными переменными. Изучение указанных систем дало много ценных сведений о звездах Вольфа—Райе. В частности, было найдено, что их массы порядка 10 масс Солнца.

Визуальные абсолютные величины звезд Вольфа—Райе порядка  $-3^m$ . Эти звезды — одни из самых ярких объектов Галактики. Однако спектрами Вольфа—Райе обладают также новые звезды через несколько лет после вспышки и некоторые ядра планетарных туманностей. Указанные звезды значительно слабее собственно звезд Вольфа—Райе. Их визуальные абсолютные величины равны в среднем  $+5^m$ .

К звездам Вольфа—Райе примыкают звезды типа Р Лебеда, принадлежащие к спектральному классу В. В спектрах этих звезд, как и в спектрах звезд Вольфа—Райе, видны яркие линии, приблизительно симметричные относи-



тельно центральных частот и ограниченные с фиолетовой стороны линиями поглощения (рис. 149, а). Однако, в отличие от спектров Вольфа — Райе, ширина ярких линий в этом случае не так велика, а линии поглощения, наоборот, гораздо более интенсивны.

Кроме звезд типа Р Лебедя, эмиссионными линиями обладают также другие звезды спектрального класса В. Их называют просто звездами типа Ве. Профили линий в спектрах звезд типа Ве могут быть охарактеризованы

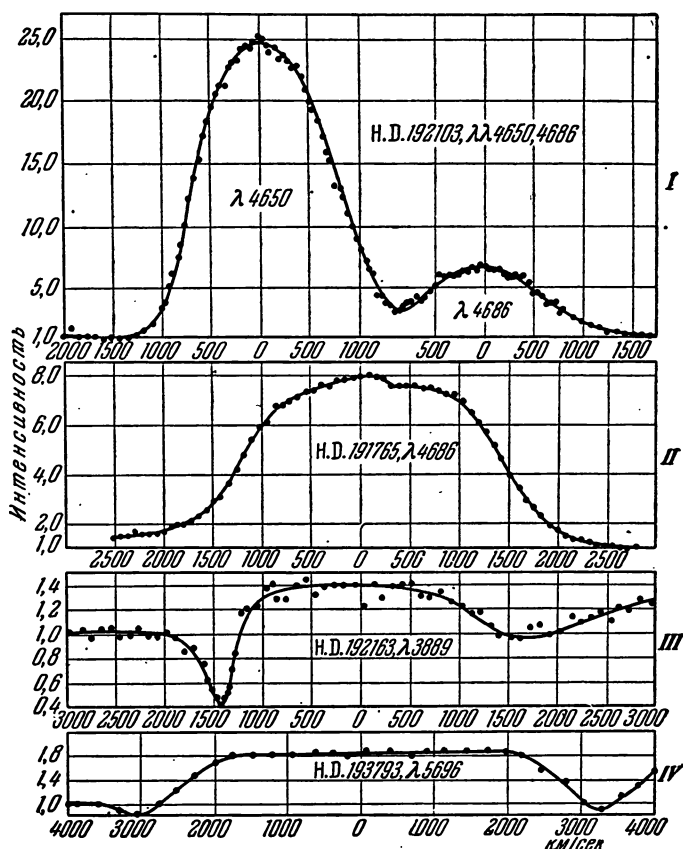


Рис. 148.

следующим образом: на широкую и неглубокую линию поглощения накладывается менее широкая эмиссионная линия, которая в одних случаях бывает одиночной, в других — раздвоенной (рис. 149, б, в). Спектры звезд типа Ве претерпевают заметные изменения с течением времени, например, меняются относительные интенсивности компонентов ярких линий. Иногда яркие линии исчезают совершенно, и звезда типа Ве превращается в нормальную звезду класса В. Вместе с изменениями спектра наблюдаются также небольшие колебания блеска звезды.

В настоящее время считается, что из указанных звезд происходит истечение вещества (непрерывное в случае звезд Вольфа—Райе и Р Лебедя и иррегулярное в случае звезд Ве). Этот процесс приводит к образованию вокруг звезд движущихся протяженных оболочек. Условия в этих оболочках похожи на условия в газовых туманностях. В частности, в них мал коэффициент диллюции излучения. Поэтому в оболочках, как и в туманностях, происходит переработка квантов больших частот в кванты меньших частот. А так как

рассматриваемые звезды очень горячие, т. е. излучаемая ими высокочастотная энергия очень велика, то за счет этой энергии может образоваться много квантов в видимой части спектра. Так объясняется происхождение наблюдаемых нами эмиссионных линий в спектрах данных звезд.

Для подробной интерпретации спектров звезд типа Вольфа — Райе, Р Лебедя и Ве (а также других нестационарных звезд) необходима теория возникновения спектральных линий в протяженных движущихся оболочках звезд. Основы такой теории будут изложены в следующих параграфах.

### § 105. Профили эмиссионных линий.

При нахождении профилей эмиссионных линий, образованных движущимися оболочками, делается предположение (обычно оправдывающееся на практике), что скорость движения оболочки значительно превосходит среднюю термическую скорость атомов. В таком случае вид профиля линии определяется, в основном движением оболочки. Влиянием других факторов на профиль линии в первом приближении можно пренебречь.

Вычисление профиля эмиссионной линии в том случае, когда оболочка прозрачна для излучения в линии, не встречает больших трудностей. Указанный случай был рассмотрен в работах Билса [1], Чандрасекара [2], Герасимовича [3] и др. При этом предполагалось, что оболочка обладает сферической симметрией и движение атомов происходит только в радиальном направлении. В результате были найдены профили линий в зависимости от распределения плотностей и скоростей в оболочке. Если скорость движения атомов не зависит от расстояния от центра звезды, то профиль линии оказывается прямоугольным (т. е. интенсивность внутри линии постоянна). При наличии разности скоростей в оболочке профиль линии получается симметричным с интенсивностью, убывающей при удалении от центра линии. Если учесть экранирование звездой части оболочки, то линия будет несимметричной и несколько смещенной в фиолетовую сторону спектра.

Определение профилей эмиссионных линий в случае, когда движущаяся оболочка непрозрачна для излучения в линиях, было выполнено автором [4]. В дальнейшем [5] была рассмотрена задача о профилях линий для движущихся оболочек, которые могут быть как прозрачными, так и непрозрачными для излучения в линиях. При этом поле скоростей в оболочке считалось произвольным. Приближенное решение указанной задачи заключается в следующем.

Будем рассматривать линию, возникающую при переходе из  $k$ -го состояния в  $i$ -е данного атома. Коэффициент поглощения  $\alpha_{ik}$  и коэффициент излучения  $\epsilon_{ik}$  будем считать постоянными в интервале  $\nu_{ik} - \frac{\Delta\nu_{ik}}{2} < \nu < \nu_{ik} + \frac{\Delta\nu_{ik}}{2}$  и равными нулю вне этого интервала. Здесь  $\nu_{ik}$  — центральная частота линии,  $\Delta\nu_{ik} = 2 \frac{u}{c} \nu_{ik}$ , где  $u$  — средняя тепловая скорость атома,  $c$  — скорость света.

Возьмем координатную систему  $xyz$  с началом координат в центре звезды и осью  $z$ , направленной к наблюдателю. Обозначим скорость движения атомов в оболочке через  $v(x, y, z)$ , а ее проекцию на ось  $z$  через  $v_z(x, y, z)$ . Будем считать, что  $v \gg u$ .

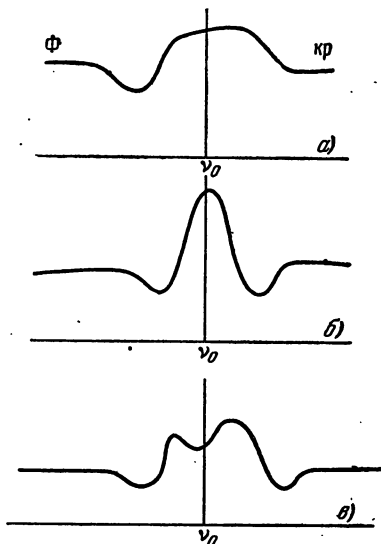


Рис. 149.

Очевидно, что при сделанных выше предположениях относительно  $\alpha_{ik}$  и  $\varepsilon_{ik}$  излучение частоты  $\nu$  будет посылаться к наблюдателю не всей оболочкой, а только ее некоторой областью, расположенной по обе стороны от поверхности равных лучевых скоростей, определенной уравнением:

$$\nu = \nu_{ik} + \frac{\nu_{ik}}{c} v_z(x, y, z). \quad (1)$$

Границы упомянутой области находятся от поверхности (1) по лучу зрения (т. е. по оси  $z$ ) на расстоянии, соответствующем изменению частоты на величину  $\frac{\Delta \nu_{ik}}{2}$ . Обозначая граничные значения  $z$  через  $z_1$  и  $z_2$  и пользуясь малостью  $u$  по сравнению с  $\nu$ , получаем:

$$\Delta \nu_{ik} = \frac{\nu_{ik}}{c} \left| \frac{\partial \nu_z}{\partial z} \right| (z_2 - z_1), \quad (2)$$

или

$$z_2 - z_1 = \frac{2u}{\left| \frac{\partial \nu_z}{\partial z} \right|}. \quad (3)$$

Пусть  $I_{ik}(x, y, \nu)$  — интенсивность излучения, идущего от точки диска звезды с координатами  $x, y$  в частоте  $\nu$  внутри линии. Так как «толщина» слоя, дающего излучение в частоте  $\nu$  (т. е. разность  $z_2 - z_1$ ), сравнительно невелика (за исключением отдельных мест), то величины  $\alpha_{ik}$  и  $\varepsilon_{ik}$  можно считать постоянными в этом слое вдоль оси  $z$  и равными их значениям на поверхности (1). Поэтому для интенсивности  $I_{ik}(x, y, \nu)$  имеем:

$$I_{ik}(x, y, \nu) = \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} [1 - e^{-\alpha_{ik}(z_2 - z_1)}]. \quad (4)$$

Полная энергия, излучаемая оболочкой в частоте  $\nu$  в единице телесного угла, дается формулой

$$E_{ik}(\nu) = \iint I_{ik}(x, y, \nu) dx dy. \quad (5)$$

Пользуясь (3) и (4), вместо (5) находим:

$$E_{ik}(\nu) = \iint \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} \left[ 1 - e^{-\frac{2u}{\left| \frac{\partial \nu_z}{\partial z} \right|} \alpha_{ik}} \right] dx dy. \quad (6)$$

Интегрирование здесь производится по поверхности (1). Формула (6) и определяет искомый профиль эмиссионной линии.

Вообще говоря, оболочка может быть разбита на две области: непрозрачную для излучения в рассматриваемой линии и прозрачную для этого излучения. В первой области величина  $\frac{2u}{\left| \frac{\partial \nu_z}{\partial z} \right|} \alpha_{ik}$  превосходит единицу, во второй она меньше единицы. Интеграл (6) в первой области равен

$$E'_{ik}(\nu) = \iint \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} dx dy, \quad (7)$$

а во второй

$$E''_{ik}(\nu) = \iint \varepsilon_{ik} \frac{2u}{\left| \frac{\partial \nu_z}{\partial z} \right|} dx dy. \quad (8)$$

Входящие в приведенные формулы величины  $\alpha_{ik}$  и  $\varepsilon_{ik}$  следующим образом выражаются через концентрацию поглощающих атомов  $n_i$  и концентрацию излучающих атомов  $n_k$ :

$$\varepsilon_{ik} = \frac{n_k A_{ki} h \nu_{ik}}{4\pi \Delta \nu_{ik}}, \quad (9)$$

$$\alpha_{ik} = \frac{n_i B_{ik} h \nu_{ik}}{\Delta \nu_{ik} c} \left( 1 - \frac{g_i}{g_k} \frac{n_k}{n_i} \right), \quad (10)$$

где  $A_{ki}$  и  $B_{ik}$  — эйнштейновские коэффициенты переходов. Учитывая связь между  $A_{ki}$  и  $B_{ik}$ , получаем:

$$\frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} = \frac{2h\nu_{ik}^3}{c^3} \frac{1}{\frac{g_k n_i}{g_i n_k} - 1}. \quad (11)$$

Соотношение (11), как это и должно быть, переходит в формулу Планка, когда  $\frac{n_k}{n_i}$  определяется формулой Больцмана.

Таким образом, для вычисления профиля эмиссионной линии необходимо знать как распределение скоростей в оболочке, так и распределение поглощающих и излучающих атомов. В следующем параграфе будет показано, как могут быть найдены величины  $n_i$  и  $n_k$ . Тем самым задача о вычислении профилей эмиссионных линий в принципе будет решена до конца.

В качестве примера применения формулы (6) найдем профили эмиссионных линий, образованных оболочкой, расширяющейся с постоянной для всех слоев скоростью ( $v = \text{const}$ ). Обозначим через  $r$  расстояние данного объема от центра звезды и через  $\vartheta$  — угол между направлением движения атомов и направлением на наблюдателя. Тогда будем иметь:  $v_z = v \cos \vartheta$ ,  $\frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{v}{r} \sin^2 \vartheta$ , а поверхность равных лучевых скоростей, соответствующая частоте  $\nu$ , будет определяться уравнением

$$\nu = \nu_{ik} + \frac{\nu_{ik}}{c} v \cos \vartheta. \quad (12)$$

Из формулы (6) получаем, что в случае оболочки, прозрачной для излучения в линии,

$$E''_{ik}(\nu) = 4\pi \frac{u}{v} \int \varepsilon_{ik} r^2 dr, \quad (13)$$

а в случае непрозрачной оболочки

$$E'_{ik}(\nu) = 2\pi \sin^2 \vartheta \int \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} r dr,$$

или, учитывая (12),

$$E'_{ik}(\nu) = 2\pi \left[ 1 - \left( \frac{c}{v} \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 \right] \int \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} r dr. \quad (14)$$

Следовательно, прозрачная оболочка дает эмиссионную линию с прямоугольным профилем (как уже говорилось выше), а непрозрачная оболочка — эмиссионную линию с параболическим профилем. Ширина обеих линий соответствует удвоенной скорости расширения оболочки.

Аналогично могут быть найдены профили эмиссионных линий, образованные оболочкой, в которой скорость расширения  $v$  зависит от  $r$ . Для прозрачных оболочек профили оказываются похожими на те, которые получаются для непрозрачных оболочек при  $v = \text{const}$ , поэтому прежде чем по профилям линий делать заключения о распределении скоростей в оболочке, необходимо выяснить, прозрачны или непрозрачны оболочки для излучения в линиях.

При помощи формулы (6) можно также определить профили эмиссионных линий, образованных оболочкой, выбрасываемой из вращающейся звезды. Эта задача имеет отношение к интерпретации спектров звезд типа Ве.

§ 106. Интенсивности эмиссионных линий. В § 98 были определены интенсивности эмиссионных линий для случая газовых туманностей. Как мы помним, задача свелась к решению системы линейных алгебраических уравнений:

$$n_i \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik} = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n^* C_i(T_e), \quad (15)$$

выражающих условия стационарности для каждого из возбужденных состояний атома. Здесь  $n_i$ ,  $n_e$ ,  $n^*$  — концентрации атомов в  $i$ -м состоянии, свободных электронов и ионов соответственно,  $n_e n^* C_i(T_e)$  — число захватов электронов ионами на  $i$ -й уровень в  $1 \text{ см}^3$  за 1 секунду. При написании этих уравнений предполагалось, что туманности прозрачны для излучения в линиях субординатных серий. Указанное предположение не вызывает сомнений, так как степень возбуждения атомов в туманностях очень мала (величина  $\frac{n_i}{n_1}$  пропорциональна коэффициенту дилуции  $W$ ).

Эмиссионные линии в спектрах звезд типа Вольфа — Райе, Р Суг и Ве возникают в принципе так же, как эмиссионные линии в спектрах туманностей, т. е. в результате фотоионизаций и рекомбинаций. Однако степень возбуждения атомов в оболочках рассматриваемых звезд не так мала, как в туманностях, вследствие чего оболочки могут быть непрозрачными для излучения в линиях субординатных серий. По этой причине уравнения (15) не всегда могут быть использованы для определения интенсивностей эмиссионных линий в спектрах звезд. Вообще говоря, в данном случае следует составить и решить новую систему уравнений, учитывающую непрозрачность оболочки для излучения в линиях, т. е. включающую в себя наряду с уравнениями стационарности для каждого уровня также и уравнения переноса излучения в каждой линии.

Необходимость принять во внимание движение оболочки еще более усложняет задачу. Однако если градиент скорости в оболочке достаточно велик (а в рассматриваемых оболочках дело так и обстоит), то задача существенно упрощается. Объясняется это тем, что при наличии градиента скорости в оболочке кванты в линиях могут выходить не только из ее пограничных областей, но также и из внутренних областей вследствие эффекта Доплера. Грубо говоря, благодаря градиенту скорости оболочка становится в какой-то мере прозрачной для излучения в линиях. В указанном случае задача об определении интенсивностей эмиссионных линий опять сводится к некоторой системе алгебраических уравнений (однако не линейных, как в случае туманностей) [6].

Чтобы составить упомянутые уравнения, необходимо принять во внимание следующие процессы: 1) ионизацию атомов из каждого состояния под действием излучения звезды; 2) рекомбинацию на каждый уровень; 3) спонтанные переходы из верхних состояний в нижние; 4) переходы из нижних состояний в верхние при поглощении квантов в линии, излучаемых оболочкой.

Число спонтанных переходов из  $k$ -го состояния в  $i$ -е, происходящих в  $1 \text{ см}^3$  за 1 секунду, равно  $n_k A_{ki}$ . Если оболочка прозрачна для излучения в данной линии, то излучаемые при указанном переходе кванты выходят беспрепятственно наружу, и обратные переходы не происходят вовсе. Если оболочка непрозрачна для излучения в линии и градиент скорости в ней отсутствует, то почти все кванты в линии поглощаются в оболочке, и число переходов из  $k$ -го состояния в  $i$ -е почти точно равно числу переходов из  $i$ -го состояния в  $k$ -е. При на-

линии же градиента скорости в оболочке некоторая доля квантов в линии выходит из оболочки вследствие эффекта Доплера. Эту долю мы обозначим через  $\beta_{ik}$ . Тогда число переходов  $k \rightarrow i$  будет больше числа обратных переходов на величину  $n_k A_{ki} \beta_{ik}$ .

Так как число переходов атомов из  $i$ -го состояния во все другие должно равняться числу переходов в  $i$ -е состояние, то мы имеем:

$$n_i \left( \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \beta_{ki} + B_{ic} Q_{ic} \right) = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} \beta_{ik} + n_e n^+ C_i(T_e), \quad (16)$$

где  $n_i B_{ic} Q_{ic}$  — число ионизаций из  $i$ -го состояния. Величины  $Q_{ic}$  считаются известными,

$$Q_{ic} = W Q_{ic}^*, \quad (17)$$

где  $Q_{ic}^*$  — плотность излучения за границей  $i$ -й серии в атмосфере звезды и  $W$  — коэффициент дилуции излучения.

При определении величин  $\beta_{ik}$ , как и раньше, примем, что как коэффициент поглощения  $\alpha_{ik}$ , так и коэффициент излучения  $\varepsilon_{ik}$  в линии частоты  $\nu_{ik}$  отличны от нуля и постоянны в интервале  $\Delta \nu_{ik} = 2 \frac{u}{c} \nu_{ik}$  и равны нулю вне этого интервала. Кроме того, допустим, что область оболочки, в которой поглощается излучение в данной линии, сравнительно невелика (вследствие большого градиента скорости), так что плотность вещества и градиент скорости в этой области можно считать постоянными.

Рассмотрим излучение в линии частоты  $\nu_{ik}$ , выходящее из некоторого элементарного объема в направлении  $s$  внутри телесного угла  $d\omega$ . На пути от  $s$  до  $s+ds$  будет поглощена следующая доля излученных квантов:

$$e^{-\alpha_{ik}s} \left( 1 - \frac{|\nu'_{ik} - \nu_{ik}|}{\Delta \nu_{ik}} \right) \alpha_{ik} ds, \quad (18)$$

где множитель  $e^{-\alpha_{ik}s}$  учитывает поглощение излучения на пути от 0 до  $s$ , а множитель  $1 - \frac{|\nu'_{ik} - \nu_{ik}|}{\Delta \nu_{ik}}$  — изменение частоты излучения вследствие эффекта Доплера. При этом

$$\nu'_{ik} - \nu_{ik} = \frac{\nu_{ik}}{c} \frac{\partial \nu_s}{\partial s} s. \quad (19)$$

Доля квантов, поглощенных на всем их пути в оболочке, будет равна

$$\int_0^{s_1} e^{-\alpha_{ik}s} \left[ 1 - \frac{1}{2u} \left| \frac{\partial \nu_s}{\partial s} \right| s \right] \alpha_{ik} ds, \quad (20)$$

где величина  $s_1$  определяется из условия

$$\frac{1}{2u} \left| \frac{\partial \nu_s}{\partial s} \right| s_1 = 1. \quad (21)$$

Умножая выражение (20) на  $\frac{d\omega}{4\pi}$  и интегрируя по всем телесным углам, мы получаем долю квантов, поглощенных в оболочке, из общего числа квантов, излученных данным объемом. При принятых обозначениях эта доля равна  $1 - \beta_{ik}$ . Поэтому для величины  $\beta_{ik}$  находим:

$$\beta_{ik} = \int \left( 1 - e^{-\frac{2u}{\left| \frac{\partial \nu_s}{\partial s} \right|} \alpha_{ik}} \right) \frac{1}{2u \alpha_{ik}} \left| \frac{\partial \nu_s}{\partial s} \right| \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (22)$$

Если оболочка в данном месте непрозрачна во всех направлениях, то

$$\beta_{ik} = \frac{1}{2u\alpha_{ik}} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right|, \quad (23)$$

где  $\left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right|$  — усредненная по всем направлениям величина  $\left| \frac{\partial u_s}{\partial s} \right|$ . Если оболочка в данном месте прозрачна во всех направлениях (т. е.  $\left| \frac{2u}{\partial u_s}{\partial s} \right| \alpha_{ik} \ll 1$ ), то,

как это и должно быть,  $\beta_{ik}=1$ .

Таким образом, для нахождения величин  $n_i$  мы получили систему уравнений (16), в которых величины  $\beta_{ik}$  определены соотношениями (22). Входящие в эти соотношения коэффициенты поглощения  $\alpha_{ik}$  даны приведенной выше формулой (10).

Если уравнения (16) решены для разных частей оболочки, то мы можем определить полное количество энергии, излучаемое оболочкой в любой спектральной линии. Для этого служит следующая формула:

$$E_{ki} = A_{ki} h \nu_{ik} \int n_k \beta_{ik} dV, \quad (24)$$

где интегрирование производится по всему объему оболочки. Для прозрачной оболочки  $\beta_{ik}=1$  и формула (24) переходит в формулу (48) предыдущей главы.

Система уравнений (16) может быть решена численно. Для этого надо задать значения четырех параметров: температуры звезды  $T_*$  (от которой зависят  $Q_{ic}$ ), электронной температуры  $T_e$  (от нее зависят  $C_i$ ), коэффициента диллюции  $W$  и величины  $\beta_{12}$ . В табл. 1 приведены в виде примера значения бальмеровского декремента, найденные при  $T_*=20\,000^\circ$ ,  $T_e=20\,000^\circ$ ,  $\beta_{12}=0,001$  и при двух значениях коэффициента диллюции:  $W=0,1$  (случай I) и  $W=0,01$  (случай II).

В той же таблице даны для сравнения значения бальмеровского декремента для случая прозрачных оболочек (например, туманностей) при  $T_e=20\,000^\circ$ . Они получены путем решения системы уравнений (15), являющейся частным случаем системы уравнений (16) при  $\beta_{1k}=0$ ,  $\beta_{ik}=1$  ( $i=2, 3, \dots$ ) и при пренебрежении ионизацией из возбужденных состояний.

Таблица 1

| Линия           | Случай I | Случай II | Случай туманностей |
|-----------------|----------|-----------|--------------------|
| H $_{\alpha}$   | 1,61     | 0,97      | 2,59               |
| H $_{\beta}$    | 1,00     | 1,00      | 1,00               |
| H $_{\gamma}$   | 0,44     | 0,80      | 0,50               |
| H $_{\delta}$   | 0,24     | 0,50      | 0,30               |
| H $_{\epsilon}$ | 0,15     | 0,32      | 0,19               |

Бальмеровский декремент в случае туманностей зависит только от температуры  $T_e$  и очень мало меняется при ее изменении. В случае же оболочек, движущихся с градиентом скорости, бальмеровский декремент зависит от нескольких параметров и может принимать весьма различные значения.

Наблюдения показывают, что в спектрах звезд типа Вольфа—Райе, Р Лебеда, Ве и новых бальмеровский декремент заметно меняется при переходе от одной звезды к другой, а в случае звезд типа Ве и новых он меняется также и в спектре одной звезды с течением времени. Это может быть объяснено тем, что в оболочках указанных звезд меняются значения параметров  $W$  и  $\beta_{12}$ , от которых бальмеровский декремент существенно зависит.

Для вычисления параметра  $\beta_{12}$  надо знать поле скоростей в оболочке. Допустим, например, что атомы движутся в радиальном направлении со ско-

ростью  $v$ , зависящей от  $r$ . Легко показать, что в таком случае

$$\frac{\partial v_s}{\partial s} = \frac{dv}{dr} \cos^2 \vartheta + \frac{v}{r} \sin^2 \vartheta, \quad (25)$$

где  $\vartheta$  — угол между направлением радиуса-вектора и направлением луча. Из формулы (25) видно, что даже тогда, когда  $\frac{dv}{dr} = 0$ , существует градиент скорости в оболочке (обусловленный кривизной слоев). В указанном случае

$$\overline{\frac{\partial v_s}{\partial s}} = \frac{2}{3} \frac{v}{r}. \quad (26)$$

После определения  $\overline{\frac{\partial v_s}{\partial s}}$  величина  $\beta_{12}$  находится по формуле

$$\beta_{12} = \frac{1}{2\pi n_1 k_{12}} \left| \overline{\frac{\partial v_s}{\partial s}} \right|, \quad (27)$$

где  $n_1$  — число атомов в основном состоянии в  $1 \text{ см}^3$ ,  $k_{12}$  — коэффициент поглощения в резонансной линии, рассчитанный на один атом.

Оценка величины  $\beta_{12}$  по приведенным формулам приводит к значениям, которые нужны для объяснения наблюдаемого бальмеровского декремента.

§ 107. Звезды типа Ве. Характерные для спектров звезд типа Ве контуры линий (см. рис. 149) объясняются в настоящее время тем, что эти звезды быстро вращаются и из них происходит выбрасывание вещества. Вращение звезды приводит к расширению линий поглощения, возникающих в ее атмосфере. Судя по ширине этих линий, скорость вращения звезд Ве достигает нескольких сотен километров в секунду. Эмиссионные линии, накладывающиеся на широкие линии поглощения, возникают в оболочке, выброшенной из звезды, вследствие фотоионизаций и последующих рекомбинаций.

По-видимому, вращение звезды способствует выбрасыванию вещества из нее. Однако вращение вряд ли является причиной выбрасывания, так как последнее носит иррегулярный характер.

Профили эмиссионных линий, вычисленные по приведенным в § 105 формулам для случая выбрасывания вещества из вращающейся звезды, весьма похожи на профили линий в спектрах звезд Ве. Изменение профилей линий может быть объяснено изменением мощности выбрасывания вещества. Это приводит, в частности, к изменению соотношения между прозрачной и непрозрачной частями оболочки. На этой основе В. Г. Горбацкий [7] дал объяснение изменениям профилей линий в спектре одной из наиболее известных звезд Ве —  $\gamma$  Cas.

Интенсивности эмиссионных линий в спектрах звезд Ве измерялись многими авторами [8, 9, 10]. Вообще говоря, наблюдаемый бальмеровский декремент не совпадает с вычисленным для случая туманностей. Однако он может быть объяснен при помощи теории, изложенной в § 106, т. е. учитывающей непрозрачность оболочек и наличие в ней градиента скорости. Необходимость учета непрозрачности оболочки для объяснения бальмеровского декремента в спектрах звезд Ве отмечалось также наблюдателями [10].

Непрерывный спектр звезд типа Ве изучали Барбье и Шалонж [11]. Ими были измерены спектрофотометрические температуры звезд до предела бальмеровской серии и после него, а также скачки интенсивности около предела серии. В результате было установлено, что звезды типа Ве с эмиссией в среднем краснее звезд класса В без эмиссии. Кроме того, бальмеровский скачок у звезд типа Ве оказался меньше, чем у звезд класса В.

Указанное различие в непрерывном спектре звезд Ве и В вызвано наличием оболочек у звезд типа Ве. В оболочке, в результате переработки высоко-



частотного излучения звезды, возникают не только кванты в линиях, но и кванты в непрерывном спектре.

Теория непрерывного спектра звезд Ве весьма проста [12, 13]. Так как оболочка прозрачна в частотах непрерывного спектра (сквозь оболочку видна сама звезда), то энергия, излучаемая в частоте  $\nu$  звездой Ве, может быть представлена в виде суммы

$$L_\nu = L_\nu^* + L_\nu^{ob}, \quad (28)$$

где  $L_\nu^*$  — энергия, излучаемая самой звездой (без оболочки), а  $L_\nu^{ob}$  — энергия, излучаемая оболочкой.

Пользуясь формулой (79) предыдущей главы, определяющей количество энергии, излучаемой  $1 \text{ см}^3$  за 1 секунду, получаем:

$$L_\nu^{ob} = \int n_e n^+ \frac{2^7 \pi^3}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^6}{m^2 c^3} \left( \frac{m}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left( 1 + 2 \frac{\chi_1}{kT_e} \sum_{i=j}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}} \right) e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} dV, \quad (29)$$

где интегрирование производится по всему объему оболочки. Вопрос о том, как меняются величины  $n_e$  и  $n^+$  в оболочке, решается путем рассмотрения переноса ионизирующего излучения через оболочку. В том случае, когда оболочка полностью ионизована (т. е. оптическая толщина за границей серии Лаймана меньше единицы) и плотность вещества убывает в ней обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды, вместо (29) имеем:

$$L_\nu^{ob} = 4\pi r_0^3 n_0^2 \frac{2^7 \pi^3}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^6}{m^2 c^3} \left( \frac{m}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \left( 1 + 2 \frac{\chi_1}{kT_e} \sum_{i=j}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}} \right) e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}, \quad (30)$$

где  $r_0$  — радиус нижней границы оболочки (совпадающий с радиусом звезды) и  $n_0$  — число атомов водорода в  $1 \text{ см}^3$  на этой границе.

Из приведенных формул следует, что с усилением истечения вещества из звезды должны наблюдаться следующие изменения в ее свечении:

1) видимый блеск звезды должен возрасти;

2) спектрофотометрическая температура должна понизиться (так как спектрофотометрическая температура оболочки мала);

3) бальмеровский скачок должен уменьшиться (так как бальмеровский скачок оболочки отрицателен).

Два последних заключения сделаны на основании формул (80) и (82) предыдущей главы.

При усилении выбрасывания вещества из звезды вместе с указанными изменениями непрерывного спектра должно также наблюдаться возрастание энергии, излучаемой оболочкой в спектральных линиях. Все эти эффекты будут тем больше, чем выше температура звезды и чем больше оптическая толщина оболочки за границей лаймановской серии.

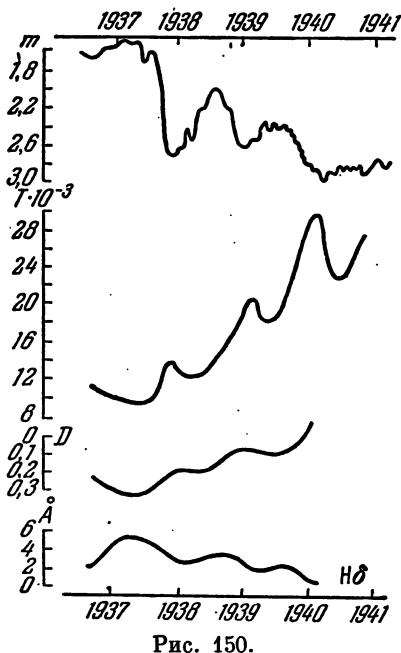


Рис. 150.

При помощи написанных выше формул может быть дана подробная интерпретация непрерывного спектра звезд Ве. Для звезды  $\gamma$  Cas это сделал В. Г. Горбацкий [7]. С 1936 г. по 1941 г. происходили весьма сильные изменения блеска и спектра этой звезды. В течение указанного периода блеск звезды трижды возрастал. Вместе с возрастанием блеска происходило уменьшение спектрофотометрической температуры, уменьшение величины балмеровского скачка и возрастание интенсивности балмеровских линий (рис. 150). Все это может быть объяснено тем, что мощность истечения вещества из звезды трижды возрастала, а затем убывала. Иными словами, звезда сбросила с себя последовательно три оболочки. Из сравнения теории с наблюдениями В. Г. Горбацкий определил основные параметры звезды и оболочки. Оказалось, что радиус звезды равен трем радиусам Солнца, температура звезды равна  $34\,000^\circ$ , число атомов водорода в  $1\text{ см}^3$  на поверхности звезды  $n_0 \approx 10^{12} - 10^{13}$  и средняя электронная температура оболочки  $T_e \approx 15\,000 - 20\,000^\circ$ .

§ 108. Звезды типа Вольфа — Райе. После работы Билса [1] считается, что из звезд типа Вольфа — Райе происходит непрерывное истечение вещества. Этот взгляд основан главным образом на рассмотрении профилей спектральных линий. В спектрах звезд Вольфа — Райе профили линий в общих чертах такие же, как в спектрах новых звезд. Уже одно это позволяет предполагать, что из звезд Вольфа — Райе, как и из новых звезд, происходит выбрасывание вещества. Однако спектры новых звезд меняются с течением времени, что вызвано удалением от звезды оторвавшейся оболочки. Спектры же звезд Вольфа — Райе неизменны, вследствие чего надо думать, что из этих звезд выбрасывание вещества происходит непрерывно с постоянной интенсивностью.

Профили линий, определенные теоретически для случая непрерывного истечения вещества из звезды, также похожи на профили линий в спектрах звезд Вольфа — Райе. При этом получается, что эмиссионные линии возникают во всей протяженной атмосфере, а линии поглощения, ограничивающие иногда с фиолетовой стороны эмиссионные линии, — в части атмосферы, приближающейся к наблюдателю. Даже в случае непрозрачности атмосферы для излучения в данной линии энергия, испускаемая в линии удаляющейся от нас частью атмосферы, доходит до наблюдателя вследствие эффекта Доплера. Слабость линий поглощения в спектрах звезд Вольфа — Райе может быть объяснена как небольшой оптической толщиной их атмосфер в линиях вследствие сильной ионизации атомов, так и заполнением линий поглощения эмиссионной линией. Однако в тех случаях, когда нижний уровень метастабилен, линия поглощения весьма сильна. Объясняется это накоплением атомов в метастабильных состояниях по причинам, указанным в § 99. Примером может служить линия поглощения  $\lambda 3889$ , возникающая из метастабильного состояния  $2^3S$  нейтрального гелия (см. рис. 148).

Особенно важным аргументом в пользу представления об истечении вещества из звезд Вольфа — Райе является обнаруженная в их спектрах пропорциональность между шириной эмиссионной линии  $\Delta\lambda$  и длиной волны  $\lambda$ . Именно такая зависимость между  $\Delta\lambda$  и  $\lambda$  и должна существовать в случае возникновения линий в расширяющейся оболочке. В табл. 2 для примера приведены измеренные и вычисленные значения  $\Delta\lambda$  для трех звезд Вольфа — Райе (под номером звезды дан принятый коэффициент пропорциональности между  $\Delta\lambda$  и  $\lambda$ ). Найденные по ширине эмиссионных линий скорости истечения вещества из звезд Вольфа — Райе оказываются порядка  $1000 - 2000\text{ км/сек}$ .

Таблица 2

| $\lambda$ | HD 192163,<br>$k=0,00833$    |                              | HD 50896,<br>$k=0,00961$     |                              | HD 191765,<br>$k=0,00883$    |                              |
|-----------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
|           | $\Delta\lambda_{\text{изм}}$ | $\Delta\lambda_{\text{выч}}$ | $\Delta\lambda_{\text{изм}}$ | $\Delta\lambda_{\text{выч}}$ | $\Delta\lambda_{\text{изм}}$ | $\Delta\lambda_{\text{выч}}$ |
| 6563      | 58,0                         | 54,7                         | 74,2                         | 63,1                         | 57,5                         | 57,9                         |
| 4861      | 41,2                         | 40,5                         | 44,8                         | 46,7                         | 43,9                         | 42,9                         |
| 4340      | 33,4                         | 36,2                         | 36,0                         | 41,7                         | 37,8                         | 38,3                         |

Открытые недавно двойные системы, компонентами которых являются звезды Вольфа — Райе, также свидетельствуют в пользу гипотезы об истечении вещества из рассматриваемых звезд. Для объяснения результатов фотометрических и спектральных наблюдений указанных систем приходится считать, что спутники звезд Вольфа — Райе движутся в протяженных атмосферах, обволакивающих эти звезды [14, 15].

Следует, наконец, указать на то, что представление об истечении вещества из звезд Вольфа — Райе делает возможным объяснение происхождения эмиссионных полос в их спектрах действием флуоресценции. Как мы знаем, для осуществления флуоресценции необходимы малые значения коэффициента диллюции излучения. Это условие как раз и выполняется в протяженных атмосферах. Если бы мы отказались от представления о наличии протяженных атмосфер у звезд Вольфа — Райе, то объяснение возникновения ярких полос в их спектрах встретило бы большие трудности.

Весьма важно то обстоятельство, что предположение о возникновении эмиссионных полос в спектрах звезд Вольфа — Райе вследствие фотоионизаций и последующих рекомбинаций в свою очередь может быть подтверждено рядом фактов. Приняв это предположение, мы должны считать, что в протяженных атмосферах звезд Вольфа — Райе существует такая же стратификация излучения, как в планетарных туманностях. Это значит, что линии атомов с высоким потенциалом ионизации возникают в более глубоких слоях атмосферы, чем линии атомов с низким потенциалом ионизации. В случае планетарных туманностей стратификация излучения непосредственно наблюдается, однако в случае звезд Вольфа — Райе она наблюдаться не может. Тем не менее о наличии стратификации излучения в атмосферах звезд Вольфа — Райе можно судить на основании следующих соображений.

Как известно, некоторые ядра планетарных туманностей являются звездами типа Вольфа — Райе. В таких случаях, как заметили Занстра и Веенен [16], если в спектре ядра присутствуют линии He II и He I, то в спектре туманности видны только линии He I; если же в спектре ядра имеются лишь линии He II, но нет линий He I, то в спектре туманности присутствуют как линии He I, так и линии He II. Это явление объясняется стратификацией излучения в атмосферах звезд Вольфа — Райе. В первом случае вся энергия звезды за пределом основной серии ионизованного гелия поглощается в атмосфере звезды, во втором случае в атмосфере звезды поглощается только доля этой энергии. Иными словами, в первом случае граница между областями, светящимися в линиях He II и He I, лежит в атмосфере звезды, во втором случае она находится в туманности.

Другим фактом, говорящим о стратификации излучения в атмосферах звезд Вольфа — Райе, является неодинаковая ширина эмиссионных линий в спектрах этих звезд, принадлежащих разным атомам. Оказывается, например, что линии He I шире линий He II. Это видно из табл. 3, в которой для разных звезд Вольфа — Райе приведены ширины линий He I ( $\lambda 5875$ ) и He II ( $\lambda 5411$ ), выраженные в км/сек.

Неодинаковая ширина линий He I и He II объясняется возникновением их в разных слоях атмосферы, в которой скорость атомов меняется с расстоянием от центра звезды. Так как линии He I возникают в более внешних слоях, чем линии He II, то на основании табл. 3 можно сделать вывод, что атомы в атмосферах звезд Вольфа — Райе движутся ускоренно.

Как показывают подсчеты И. Н. Минаина, ускоренное движение атомов гелия, выброшенных из звезд Вольфа — Райе, может быть вызвано давлением излучения за границами основных серий He II и He I.

Таблица 3

| Звезды     | He I | He II |
|------------|------|-------|
| HD 192 163 | 1815 | 1550  |
| 151 932    | 735  | 530   |
| 177 230    | 785  | 520   |
| 192 103    | 1290 | 975   |
| 184 738    | 1075 | 540   |

На основе представления о рекомбинационном механизме возникновения эмиссионных линий в спектрах звезд Вольфа — Райе, в работах ряда авторов по интенсивностям этих линий были сделаны некоторые заключения о химическом составе и физических условиях в атмосферах звезд.

В. А. Амбарцумян [17] по отношению интенсивностей линий  $H_\beta$  и  $\lambda 4686$  He II определил относительное содержание водорода и гелия в атмосферах звезд Вольфа — Райе. При этом он считал, что атмосферы прозрачны для излучения в линиях. Оказалось, что в атмосферах звезд Вольфа — Райе, в отличие от атмосфер других звезд, число атомов гелия превосходит число атомов водорода (приблизительно в 1,8 раза).

В уже упомянутой работе Занстра и Веенена [16] при том же допущении о прозрачности атмосфер для излучения в линиях было найдено относительное количество атомов водорода, гелия и углерода. Предварительно были определены размеры областей, светящихся в линиях данного атома в разных стадиях ионизации. В результате отношение числа атомов гелия к числу атомов водорода было найдено равным 1,3, а отношение числа атомов углерода к числу атомов гелия — 0,37.

Недавно С. Г. Слюсарев [18] рассмотрел вопрос об интенсивностях эмиссионных линий водорода и ионизованного гелия в спектрах звезд Вольфа — Райе на основе теории, изложенной в § 106. Оказалось, что атмосферы этих звезд прозрачны для излучения в линиях водорода и непрозрачны для излучения в линиях ионизованного гелия. Прозрачность атмосфер для излучения в линиях водорода объясняется сильной ионизацией водородных атомов и большим градиентом скорости в атмосферах. Вычисленные путем решения уравнений (16) интенсивности линий ионизованного гелия оказались в удовлетворительном согласии с наблюдаемыми. По отношению интенсивностей линий  $H\ I$  и He II было получено, что в атмосферах звезд Вольфа — Райе число атомов гелия в 5—12 раз больше числа атомов водорода.

Из перечисленных работ следует, что химический состав атмосфер звезд Вольфа — Райе весьма аномален. В атмосферах «обычных» звезд и в газовых туманностях число атомов водорода превосходит число атомов гелия (примерно в 10 раз), в атмосферах же звезд Вольфа — Райе имеет место обратное отношение. Этот факт заслуживает тем большего внимания, что по современным взглядам источником звездной энергии являются ядерные реакции, преобразующие водород в гелий.

По отношению интенсивностей эмиссионных линий к интенсивности непрерывного спектра могут быть определены температуры звезд Вольфа — Райе. Делается это при помощи формулы (24) предыдущей главы, примененной к различным атомам. В табл. 4 приведены температуры звезд типа Вольфа — Райе (в тысячах градусов), найденные Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [19]. В первом столбце даны номера звезд по каталогу HD,

Таблица 4

| Звезда     | He I<br>24,5 | C III<br>или N III<br>47,4 | He II<br>54,2 | C IV<br>64,2 | N IV<br>77,0 | $T_{\text{сп}}$ |
|------------|--------------|----------------------------|---------------|--------------|--------------|-----------------|
| HD 192 163 | 32           | 65                         | 73            | —            | 84           | 15              |
| 191 765    | 35           | 62                         | 69            | —            | 75           | 15              |
| 193 077    | 29           | 51                         | 59            | —            | 74           | 13              |
| 193 576    | 29           | 48                         | 60            | —            | 62           | 14              |
| 192 103    | 33           | 64                         | 63            | 69           | —            | 12              |
| 192 641    | —            | 59                         | 55            | 70           | —            | 7               |

в последующих столбцах — температуры звезд (в тысячах градусов), найденные по линиям разных атомов (ниже символов атомов указаны их потенциалы ионизации в вольтах).

Мы видим, что температуры звезд Вольфа—Райе, определенные методом Занстра, весьма высоки. Вместе с тем таблица показывает, что температуры одной звезды, найденные по линиям разных атомов, различны. Объясняется это в основном малостью оптических толщин атмосфер за границами основных серий атомов с небольшими потенциалами ионизации, вследствие чего в атмосфере поглощается не все излучение звезды за границей основной серии. Так обстоит дело в случаях нейтрального гелия и водорода. Подсчеты показывают, что оптическая толщина атмосферы звезды Вольфа — Райе за границей лаймановской серии порядка 0,01. Поэтому температуры, найденные по линиям водорода, и оказываются очень низкими — порядка 20 000°. Другой причиной расхождений между температурами, найденными по линиям разных атомов, может быть отклонение распределения энергии в спектре звезды от закона Планка.

В последнем столбце табл. 4 приведены значения спектрофотометрических температур звезд Вольфа — Райе. Мы видим, что они гораздо ниже температур, найденных методом Занстра. Объясняется это тем, что в оболочках звезд Вольфа — Райе в результате переработки высокочастотного излучения образуются не только эмиссионные линии, но и непрерывный спектр, распределение энергии в котором соответствует весьма низкой температуре. Однако процессы, происходящие при образовании непрерывного спектра, в случае звезд Вольфа — Райе более сложны, чем в случае звезд Ве. Это обусловлено большей мощностью оболочек звезд Вольфа — Райе, вследствие чего они играют роль не только «атмосферы», но и «фотосферы» (сквозь оболочку не видна «сама» звезда).

Следует отметить, что по энергии, излучаемой звездой Вольфа — Райе в спектральных линиях, может быть определена концентрация атомов на границе между атмосферой и фотосферой. Она оказывается порядка  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Представляет большой интерес оценка количества вещества, выбрасываемого звездой Вольфа — Райе за год. Очевидно, что через  $1 \text{ см}^2$  поверхности на расстоянии  $r$  от центра звезды за время  $dt$  протекает количество вещества, равное  $q(r)v(r)dt$ , где  $q(r)$  и  $v(r)$  — соответственно плотность и скорость в данном месте оболочки. Количество вещества, протекающее через всю сферическую поверхность радиуса  $r$  за время  $dt$ , будет равно

$$dM = 4\pi r^2 q(r) v(r) dt. \quad (31)$$

Чтобы оценить  $\frac{dM}{dt}$ , примем, что  $r$  — радиус фотосферы. Полагая  $r \approx 5r_{\odot}$ ,  $q \approx 10^{-11} \text{ г/см}^3$  (это значение  $q$  соответствует указанной выше концентрации атомов гелия  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ ),  $v = 10^8 \text{ см/сек}$ , получаем, что звезда Вольфа — Райе теряет за год массу, равную приблизительно  $10^5$  массы Солнца.

Полученный результат имеет большое значение для космогонии. Так как массы звезд Вольфа — Райе порядка 10 масс Солнца, то в стадии Вольфа — Райе звезда может пребывать не более  $10^6$  лет. Если же учесть, что мы не знаем звезд, массы которых превосходят массы звезд Вольфа — Райе (за исключением родственных им звезд класса O), то можем сделать предположение, что рассматриваемые звезды возникли непосредственно из дозвездной фазы вещества и притом совсем недавно.

Следует отметить, что предположение о молодости звезд Вольфа — Райе подтверждается и другими данными. Как известно, недавно В. А. Амбарцумян [20] открыл новый тип звездных систем — звездные ассоциации. Эти системы характеризуются тем, что в них велика плотность звезд определенных классов (звезд классов O и B — в O-ассоциациях и звезд типа T Тельца —

в Т-ассоциациях). Согласно подсчетам В. А. Амбарцумяна, звездные ассоциации неустойчивы и должны быстро распасться. Отсюда был сделан вывод о том, что ассоциации возникли сравнительно недавно. Возраст ассоциаций оценивается в несколько миллионов лет. Так как большинство звезд Вольфа — Райе входит в состав ассоциаций, то они также должны быть признаны молодыми образованиями.

По формуле (31) может быть также оценена масса, теряемая ежегодно звездами типа Р Суг и Ве. Она оказывается порядка  $10^{-6} M_{\odot}$  для звезд типа Р Суг и порядка  $10^{-6}—10^{-8} M_{\odot}$  для звезд типа Ве. Указанные звезды, как и звезды Вольфа — Райе, являются характерными членами звездных ассоциаций.

§ 109. Звезды поздних классов с яркими линиями. Кроме рассмотренных выше звезд типа Вольфа — Райе, Р Суг и Ве, эмиссионные линии встречаются также в спектрах звезд поздних классов. К ним принадлежат долгопериодические переменные, звезды типа Z And и др.

Изменение блеска и спектра долгопериодических переменных происходит с периодами порядка года. Амплитуды изменения блеска составляют несколько звездных величин. В эпоху около максимума блеска в спектре видны яркие линии водорода и ионизованного железа, в эпоху около минимума блеска — яркие линии нейтрального железа. Большинство долгопериодических переменных относится к спектральному классу М, из них приблизительно 80% обладает яркими линиями в спектрах.

Спектры звезд типа Z And являются комбинацией спектра позднего класса с линиями поглощения и спектра раннего класса с эмиссионными линиями, принадлежащими атомам с высокими потенциалами ионизации (например, HeII). Блеск и спектры этих звезд обнаруживают неправильные изменения. Кроме Z And, к данной группе относятся звезды: R Aqr, V Sge и др.

Основной вопрос, возникающий при интерпретации спектров звезд поздних классов с яркими линиями, состоит в выяснении причин появления ярких линий в спектрах столь холодных звезд. Как мы знаем, эмиссионные линии в спектрах горячих звезд возникают вследствие переработки высокочастотного излучения звезд в протяженных оболочках. Однако высокочастотная энергия звезд поздних классов слишком мала для того, чтобы эмиссионные линии в их спектрах могли возникнуть таким же путем.

Для объяснения спектров звезд типа Z And была выдвинута гипотеза о том, что это — двойные звезды, один из компонентов которых является горячей звездой, а другой — холодной. В дальнейшем были определены кривые изменения блеска гипотетических компонентов. Возможно, что некоторые из этих звезд действительно двойные, однако бесспорных доказательств двойственности пока нет ни в одном случае. Эта гипотеза неприменима к долгопериодическим переменным.

Другая гипотеза, предложенная для объяснения спектров звезд поздних классов с яркими линиями, состоит в том, что это — горячие звезды, обладающие протяженными оболочками большой оптической толщины в непрерывном спектре [12]. Выше мы уже видели, что в случаях звезд типа Ве и Вольфа — Райе температуры, найденные по ярким линиям, значительно превосходят спектротометрические температуры. С увеличением оптической толщины оболочки это различие между температурами должно возрастать. Если мы допустим, что оптическая толщина оболочки весьма велика (это будет тогда, когда плотность в оболочке медленно убывает с увеличением расстояния от центра звезды), то в оболочке будут происходить следующие процессы. Внутренние части оболочки будут поглощать почти все излучение звезды и перерабатывать его в кванты низких частот. Здесь возникнет непрерывный спектр позднего класса и появятся эмиссионные линии, соответствующие по своей интенсивности температуре самой звезды. Во внешних частях

оболочки, которые будут находиться в основном под воздействием низкотемпературного излучения ее внутренних частей, будут существовать атомы неионизованных металлов и молекулярные соединения. Здесь возникнет абсорбционный спектр позднего класса.

Изложенная гипотеза в общих чертах подтверждается наблюдениями. Особенно важен тот факт, что эмиссионные линии, наблюдаемые в спектрах долгопериодических переменных, возникают в более глубоких слоях оболочки, чем линии и полосы поглощения. Это следует из того, что излучение в водородных линиях частично поглощается в атмосфере звезды. Некоторые балмеровские линии разделены на ряд компонентов, что вызвано поглощением излучения в этих линиях атомами неионизованных металлов. В спектрах звезд Me наблюдается необычное распределение интенсивностей среди членов балмеровской серии. Как показал Г. А. Шайн [21], это явление объясняется поглощением водородного излучения в полосах окиси титана. В спектрах звезд Ne и Se полосы окиси титана отсутствуют и в них балмеровский декремент нормален.

О возникновении эмиссионных и абсорбционных линий в различных слоях оболочки говорит также неодинаковое поведение кривых лучевых скоростей, найденных по этим линиям. Интересно, что  $K$ -член, определенный по эмиссионным линиям, отрицателен и равен приблизительно  $-15$  км/сек, а  $K$ -член, определенный по абсорбционным линиям, близок к нулю. На основании этих данных можно сделать вывод об истечении вещества из долгопериодических переменных и о значительном торможении выброшенного вещества при удалении от звезды. Торможением выброшенного вещества можно объяснить медленное падение плотности в оболочке.

Если оптическая толщина оболочки станет очень большой, то эмиссионные линии наблюдаться не будут. Таким путем, возможно, образуются «обычные» холодные сверхгиганты. Как известно, массы и светимости сверхгигантов класса M и звезд классов O и B примерно одинаковы. Уже одно это заставляет думать, что указанные звезды различаются между собой лишь устройством оболочек.

С точки зрения изложенной гипотезы звезды типа Z And представляют собой звезды класса O, обладающие оболочками с медленным падением плотности вдоль радиуса. Однако оптические толщины этих оболочек в непрерывном спектре все же не очень велики. Поэтому мы и видим «комбинационные спектры», являющиеся наложением двух спектров: звезды и оболочки. Изменения блеска и спектра рассматриваемых звезд могут быть объяснены изменением мощности выбрасывания вещества из них.

Наряду с рассмотренными выше звездами, обладающими высокими светимостями, наблюдениями также обнаружены звезды-карлики поздних классов с эмиссионными линиями. Наиболее интересные из них — переменные звезды типа T Tau. Эти звезды относятся к спектральным классам G — M и имеют яркие линии H, Ca II, Fe II и др. С фиолетовой стороны ярких линий видны линии поглощения. Судя по профилям спектральных линий, из звезд типа T Tau происходит истечение вещества.

Почти все известные нам звезды типа T Тельца входят в звездные ассоциации (так называемые «Т-ассоциации»). Согласно В. А. Амбарцумяну, это свидетельствует о молодости рассматриваемых звезд.

В последнее время В. А. Амбарцумян [22] обратил внимание на удивительную особенность звезд типа T Тельца и родственных им звезд. Она заключается в том, что в эпоху возрастания блеска звезды вместе с появлением и усилением эмиссионных линий появляется также весьма сильный непрерывный спектр, накладывающийся на обычный непрерывный спектр с линиями поглощения. Тот факт, что новый непрерывный спектр ослабляет все линии поглощения и не влечет за собой появления новых линий

поглощения, говорит о возникновении его в самых верхних слоях атмосферы звезды. О том же свидетельствует появление эмиссионных линий вместе с появлением эмиссии в непрерывном спектре.

В случае звезд типа UV Ceti вспышка происходит в течение всего нескольких минут, причем за это время блеск звезды возрастает на несколько звездных величин. Столь быстрое и сильное увеличение светимости звезды не может быть объяснено доставкой энергии из недр звезды наружу теплопроводностью или лучистым переносом. Приходится поэтому допустить, что энергия, излучаемая при вспышке звезды типа UV Ceti, доставляется из внутренних слоев звезды в верхние слои ее атмосферы каким-то еще неизвестным нам способом.

Рассмотрение ряда случаев свечения звезд с дополнительной эмиссией в непрерывном спектре привело В. А. Амбарцумяна к выводу о том, что во всех этих случаях мы имеем дело с выбросом из внутренних слоев звезды некоторой части вещества, являющегося источником внутризвездной энергии. По-видимому, выброшенное наружу внутризвездное вещество претерпевает здесь быстрый распад подобно ядерному распаду, с освобождением некоторой энергии, которая превращается затем в излучение. Можно думать, что при распаде внутризвездного вещества образуются также атомы различных элементов. Так В. А. Амбарцумян объясняет присутствие в звездных атмосферах технеция, дейтерия и других атомов, обладающих небольшой продолжительностью жизни.

Следует отметить, что атомы с небольшой продолжительностью жизни присутствуют также в атмосфере Солнца. В. А. Амбарцумян считает, что и в случае звезд типа Солнца происходит выброс внутризвездного вещества и его последующий распад, однако в меньших масштабах, чем в случае звезд типа Т Тельца и подобных им. Большой масштаб рассматриваемых явлений в случае звезд типа Т Тау В. А. Амбарцумян связывает с молодостью этих звезд. По его мысли, внутризвездное вещество, служащее источником энергии, является сохранившимся в звезде дозвездным веществом.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XVII

1. B e a l s C. S., Spectrophotometric studies of Wolf-Rayet stars and Novae, Publ. Obs. Victoria 6, N 9, 1934.
2. C h a n d r a s e k h a r S., On the hypothesis of the radial ejection of high speed atoms from the Wolf-Rayet stars and the novae stars, MN 94, 522, 1934.
3. G e r a s i m o v i ċ B., The contours of emission lines in expanding nebular envelopes, Zs. f. Astrophys. 7, 335, 1933.
4. С о б о л е в В. В., О контурах спектральных линий, образованных движущимися атмосферами звезд, Астрон. журн. 25, 3, 1948.
5. А м б а р ц у м я н В. А., М у с т е л ь Э. Р., С е в е р н ы й А. Б., С о б о л е в В. В., Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952, гл. VI.
6. С о б о л е в В. В., Об интенсивности эмиссионных линий в спектрах звезд ранних классов, Астрон. журн. 24, 13, 1947.
7. Г о р б а ц к и й В. Г., Интерпретация изменений спектра  $\gamma$  Кассиопеи, Астрон. журн. 26, 307, 1949; 28, 450, 1951.
8. K a r r o v B. G., A study of hydrogen emission in stars of class B0-B5, Lick. Obs. Bull. 16, 159, 1934.
9. M o h l e r O., A determination of the Temperatures of Be stars, Publ. Obs. Univ. Michigan 5, 43, 1934.
10. B u r b i d g e G. R. and B u r b i d g e E. M., The Balmer decrement in some Be stars, ApJ 118, 252, 1953.
11. B a r b i e r D. and C h a l o n g e D., Intensités totales des raies de l'hydrogène et du calcium ionisé dans les spectres stellaires, Ann. d'Astrophys. 4, 1, 1941.
12. С о б о л е в В. В., Движущиеся оболочки звезд, Изд. ЛГУ, 1947, гл. V.
13. Г о р б а ц к и й В. Г., Ионизация в протяженных оболочках звезд, Уч. зап. ЛГУ, № 136, 1950.
14. W i l s o n O., Absolute dimensions of a Wolf-Rayet star and the expanding envelope hypothesis, ApJ 95, 402, 1942.



15. Beals C., Some results of a spectrophotometric study of the Wolf-Rayet binary HD 193576, MN 104, 205, 1944.
  16. Zanstra H. and Weenen J., Wolf-Rayet stars and Beals' hypothesis of pure recombination, Bull. Astr. Inst. Netherlands, XI, N 411, 1950.
  17. Амбарцумян В. А., On the intensities of  $\lambda$  4686 and  $H_{\beta}$  in the Wolf-Rayet stars, Цирк. Пулковск. обсерв., № 7, 1933.
  18. Слюсарев С. Г., Относительное содержание водорода и гелия в атмосферах звезд типа Вольфа-Райе, Астрон. журн. 32, 346, 1955.
  19. Воронцов-Вельяминов Б. А., Интенсивности и фотометрический эффект ярких полос в спектрах шести звезд Вольфа-Райе и их температура, Астрон. журн. 23, 1, 1946.
  20. Амбарцумян В. А., Звездные ассоциации, Астрон. журн. 26, 3, 1949.
  21. Шайн Г. А., Ueber die Emissionslinien des Wasserstoffs in den Spectren langperiodischer Veränderlicher. Zs. f. Astrophys. 10, 73, 1936.
  22. Амбарцумян В. А., Явление непрерывной эмиссии и источники звездной энергии, Сообщ. Бюраканск. обсерв., вып. XIII, 1954.
-

# ЧАСТЬ ШЕСТАЯ

## ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ

### ГЛАВА XVIII

#### ЗВЕЗДНАЯ СТАТИСТИКА. СТРОЕНИЕ ГАЛАКТИКИ

§ 110. Явление галактической концентрации. Зарождение звездной статистики как науки произошло в глубокой древности, когда Ши Шен (IV в. до н. э.) и Гиппарх (II в. до н. э.) составили первые каталоги звезд.

Начало современной звездной статистике было положено Вильямом Гершелем в конце XVIII в. Подсчитывая число звезд, видимых в поле зрения его телескопа в различных участках неба, Гершель открыл фундаментальный факт — увеличение числа звезд, приходящихся на единицу площади неба, по мере приближения к Млечному Пути. Это явление получило название галактической концентрации. Как было установлено впоследствии, галактическую концентрацию обнаруживают все объекты, принадлежащие Галактике. Само явление Млечного Пути есть следствие галактической концентрации.

Гершель правильно интерпретировал галактическую концентрацию как результат сплюснутости нашей звездной системы. Плоскость, проходящую через тот небесный круг, к которому концентрируются наблюдаемые объекты, Гершель отождествил с плоскостью симметрии этой звездной системы. Она получила название галактической плоскости, а соответствующий большой круг — галактического экватора. Определенную симметрию в отношении галактической плоскости обнаруживают и звездные движения, что естественно, так как движения звезд и их положения тесно связаны между собой.

Вследствие того, что галактическая плоскость является плоскостью симметрии как для звездных положений, так и для звездных движений, в звездной астрономии применяется система координат, в которой эта плоскость служит основной плоскостью, а галактический круг, следовательно, служит основным кругом.

§ 111. Галактическая система координат. Чтобы задать галактическую систему координат, необходимо определить положение галактического экватора в экваториальной системе координат. Но прежде всего нужно дать точную формулировку понятия галактического экватора. Определение ее как круга, который лежит в плоскости симметрии Галактики, нельзя считать точным, так как распределение объектов на небе не является строго симметричным.

Математически задачу определения положения галактического экватора можно сформулировать так: рассмотрим на небесной сфере произвольный большой круг, задаваемый его наклонностью к небесному экватору  $i$  и прямым восхождением восходящего узла  $\Omega$ . Определим угловое расстояние  $x_k(i_m, \Omega_m)$  от этого большого круга всех галактических объектов до некоторой

данной величины  $m$ . Составим выражение  $G_m = \sum_{k=1}^{n_m} x_k^2(i_m, \Omega_m)$ , где  $n_m$  — число

всех галактических объектов до  $m$ -й величины. Найдем те значения  $i_m$  и  $\Omega_m$ , при которых  $G_m$  будет минимальным. Тогда галактическим экватором называется тот большой круг, наклонность и прямое восхождение восходящего узла которого равны предельным значениям  $i_m$  и  $\Omega_m$  при  $m \rightarrow \infty$ .

На практике положение галактического круга часто определяют графически, проводя его там, где наблюдается наибольшая концентрация тех или иных объектов. Очевидно, что такие определения дают хотя и близкие друг к другу, но все же различные результаты. В то же время галактическая система координат должна быть задана однозначно. Поэтому приняты стандартные значения наклонности и прямого восхождения восходящего узла галактического экватора:  $i = 62^\circ$  и  $\Omega = 280^\circ$ . Эти значения положены в основу таблиц

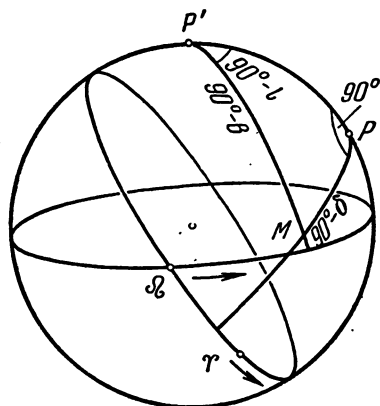


Рис. 151.

перехода от экваториальных координат к галактическим Ольсона (Annals of the Observatory of Lund, № 3, 1932), которыми в настоящее время обычно пользуются в звездной астрономии. Соответственно экваториальные координаты галактического полюса есть  $A = 190^\circ$  и  $D = 28^\circ$ , отнесенные к эпохе 1900,0. Эти координаты были приняты как стандартные на Международном астрономическом съезде в 1935 г. Более поздние определения, основанные главным образом на радионаблюдениях, дали несколько отличные результаты. Поэтому на Международном астрономическом съезде в 1958 г. была принята новая стандартная система галактических координат, определяемая экваториальными

ми координатами ее полюса  $A = 12^h 49^m$ ,  $D = +27^\circ, 4$ , отнесенными к эпохе 1950,0. Для этого положения полюса Лундская обсерватория в 1961 г. также издала серию таблиц (Annals, № 15, 16, 17). Галактическая система координат не меняет своей ориентировки в пространстве и не зависит от эпохи наблюдений.

Галактическая широта обозначается буквой  $b$ . Галактическая долгота  $l$  отсчитывается от восходящего узла (точки пересечения небесного экватора с галактическим, в которой последний переходит из южного полушария в северное, если идти в направлении возрастающих галактических долгот) против направления вращения часовой стрелки (рис. 151).

Галактические и экваториальные координаты звезды связаны между собой известными формулами сферической тригонометрии:

$$\left. \begin{aligned} \cos b \cos l &= \cos(\alpha - \Omega) \cos \delta, \\ \cos b \sin l &= \sin i \sin \delta + \cos i \sin(\alpha - \Omega) \cos \delta, \\ \sin b &= \cos i \sin \delta - \sin i \sin(\alpha - \Omega) \cos \delta, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \cos \delta \cos(\alpha - \Omega) &= \cos b \cos l, \\ \cos \delta \sin(\alpha - \Omega) &= -\sin b \sin i + \cos b \cos i \sin l, \\ \sin \delta &= \sin b \cos i + \cos b \sin i \sin l. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Эти формулы легко получить из рассмотрения сферического треугольника с вершинами в полюсе мира  $P$ , полюсе Галактики  $P'$  и звезде  $M$ . Для перевода экваториальных координат в галактические надо предварительно перевести их на эпоху 1900,0.

Полезно запомнить, что восходящий узел  $\Omega$  находится в созвездии Орла, северный полюс Галактики — в созвездии Волос Вероники, а южный полюс — в созвездии Скульптора.

§ 112. Светимости и абсолютные величины звезд. Диаграмма спектр—светимость. Светимостью звезды  $L$  называется количество световой энергии, излучаемой звездой в единицу времени. Обычно  $L$  выражается в единицах светимости Солнца. Потоком излучения  $H$  в данном месте называется количество энергии излучения, проходящего за единицу времени через площадку в единицу площади, расположенную перпендикулярно к направлению излучения. Так как звезды представляют собой сферические тела, равномерно излучающие во все стороны, то светимость звезды и поток излучения в данном месте (если считать, что межзвездное пространство совершенно прозрачно) связаны равенством

$$H = \frac{L}{4\pi r^2}, \quad (3)$$

где  $r$  — расстояние в парсеках данного места от звезды. При этом предполагается, что отсутствует и поглощение в атмосфере.

Как известно, видимая величина звезды  $m$  выражается через поток ее света при помощи соотношения

$$m = -2,5 \lg H + c, \quad (4)$$

где  $c$  — постоянная, определяющая нуль-пункт шкалы звездных величин. Назовем абсолютной величиной звезды  $M$  ту видимую величину, которую она имела бы, если бы находилась на расстоянии  $10 \text{ пс}$  при полной прозрачности межзвездного пространства и отсутствии поглощения в атмосфере. В таком случае

$$M = -2,5 \lg \frac{L}{4\pi \cdot 10^3} + c. \quad (5)$$

Вычитая (4) из (5) и используя (3), находим

$$M = m + 5 - 5 \lg r \quad (6)$$

или, если  $p$  — параллакс звезды в секундах дуги,

$$M = m + 5 + 5 \lg p.$$

Абсолютная величина звезды, очевидно, не зависит от положения наблюдателя в отношении звезды и является физической характеристикой самой звезды.

Величина  $m - M$ , равная при отсутствии поглощения света  $5 \lg r - 5$ , называется модулем расстояния и однозначно определяет расстояние. При наличии поглощения света, чтобы получить по этому модулю само расстояние, требуется еще учесть поглощение света.

Другой столь же важной физической характеристикой звезды является ее спектральный класс. Как установили Герцшпрунг в 1911 г. и независимо Рессел в 1913 г., абсолютная величина звезды и ее спектральный класс не могут комбинироваться любым образом. Если построить диаграмму, в которой на оси абсцисс откладывать спектральные классы звезд, а на оси ординат их абсолютные величины, то для звезд Галактики получается расположение точек, весьма сходное с тем, которое изображено на рис. 152. Расположение точек на этой диаграмме дано по П. П. Паренаго (1954) на основании известных тогда наиболее надежных абсолютных величин и спектральных классов звезд.

Группировка точек на диаграмме позволяет наметить на ней ряд линий, около которых располагаются точки. В настоящее время общепринята систе-

ма таких линий (полос), предложенная Морганом и его сотрудниками. Мы их нанесли на диаграмму П. П. Паренаго. Эти непересекающиеся между собой линии, из которых некоторые почти параллельны оси абсцисс, а другие имеют к ней значительный наклон, отражают то существенное обстоятельство, что хотя звезды одного и того же спектрального класса могут иметь различную светимость, но в пределах возможного промежутка значений эта светимость

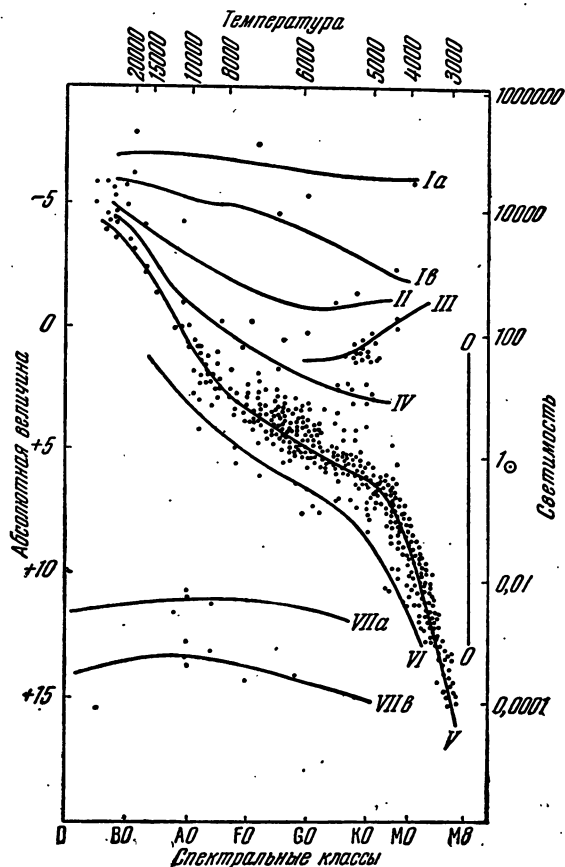


Рис. 152.

не может принимать произвольных значений, а группируется около нескольких фиксированных величин. Поэтому, следуя Моргану, совокупности звезд, располагающихся на диаграмме около каждой из нанесенных линий, относят к определенным классам светимости, обозначаемым римскими цифрами (в некоторых случаях с прибавлением латинских букв а или b), которые проставлены у соответствующих линий на рис. 152.

Как показывает диаграмма, основная часть звезд располагается на полосе, идущей по диагонали (около проведенной нами линии с обозначением V). Множество этих звезд называется главной последовательностью. Выше главной последовательности можно наметить три участка: их положение определяется линиями с обозначениями II, III и IV. Звезды, попавшие на эти участки, называются соответственно гигантами яркими, гигантами слабыми и субгигантами. Раньше эти три участка диаграммы не отделяли друг от друга и всю со-

вокупность звезд, занимавшую область, включающую эти участки, называли ветвью гигантов. Выше ветви гигантов располагаются сверхгиганты слабые (линия Ib) и еще выше сверхгиганты яркие (линия Ia).

Ниже главной последовательности на  $2-2^m$ , 5, почти параллельно ей, тянется последовательность субкарликов (около линии VI). Еще ниже расположены белые карлики яркие (линия VIIa) и белые карлики слабые (линия VIIb). Значение перечисленных последовательностей с каждым годом становится все более очевидным, поэтому постепенно начинает входить в практику сделанное в 1943 г. Морганом предложение после обозначения спектрального класса указывать римской цифрой последовательность, к которой принадлежит звезда. Эти последовательности принято называть соответствующими классами светимости. Так, класс Бетельгейзе должен обозначаться M2 I, Арктур — K0 III, Солнца — G2 V.

Звезды, находящиеся в правой нижней части главной последовательности, принято называть красными карликами. Во многих находящихся

в настоящее время в употреблении каталогах (большей частью созданных до введения понятия классов светимости) класс звезды определяется, помимо спектра, указанием на ее принадлежность к обычным (красным) карликам (d), белым карликам (wd), субкарликам (sd), субгигантам (sg), гигантам (g) и сверхгигантам (с). Указанные нами в скобках малые латинские буквы ставятся перед обозначением спектрального класса. Например, класс Бетельгейзе обозначается  $\text{сM2}$ , а Арктика  $\text{gK0}$ . Звезды, находящиеся в левой части главной последовательности или ее средней части, не причисляются ни к карликам, ни к гигантам; их класс обозначается только указанием спектрального класса, например, для Солнца — G2.

В 1947 г. Б. А. Воронцов-Вельяминов пришел к выводу о существовании еще одной последовательности, состоящей из нестационарных звезд высокой температуры. Эта последовательность, названная им бело-голубой последовательностью, тянется от белых сверхгигантов к белым карликам и включает звезды Вольфа — Райе, ядра планетарных туманностей, новоподобные переменные и новые звезды в состоянии минимума блеска.

Как показывает рис. 152, наиболее густо населенной частью диаграммы спектр — светимость, часто называемой также диаграммой Рассела — Герцшпрунга, является полоса главной последовательности, в особенности область красных карликов. Гиганты и особенно сверхгиганты являются гораздо более редкими звездами. Это объясняется тем, что на диаграмму попали гиганты из большого объема пространства, поскольку они видны на больших расстояниях, тогда как из карликов вошли только самые близкие. Например, диаграмма как будто указывает, что гиганты многочисленнее белых карликов. На самом же деле число белых карликов более чем в 100 раз превышает число гигантов.

Можно примерно считать, что на 10 миллионов звезд главной последовательности (это в основном красные карлики) приходится около 1 000 000 белых карликов, 10 000 субкарликов, 1000 гигантов и только один сверхгигант. Число субгигантов трудно пока оценить даже грубо. По-видимому, их не больше, чем гигантов.

Спектральный класс и абсолютная величина звезд, фигурирующих на диаграммах спектр — светимость, отягощены ошибками наблюдений. Спектры некоторых классов звезд, как известно, определяются неуверенно, в особенности если спектрограмма имеет малую дисперсию. Еще более существенны ошибки абсолютной величины звезд, связанные с ошибками в определении расстояния и учета поглощения света. Поэтому возникает вопрос: не вызван ли разброс точек около центральной линии в главной последовательности результатом ошибок измерений? Или же, наоборот, ошибки измерений играют незначительную роль и наблюдаемая дисперсия абсолютных величин звезд каждого данного спектрального класса в главной последовательности реальна.

Для исследования этого вопроса П. П. Паренаго построил диаграмму спектр — светимость для ближайших звезд, тригонометрические параллаксы которых определены достаточно надежно и для которых эффект поглощения света не играет практически никакой роли. Оказалось, что на полученной диаграмме ширина по ординате полосы главной последовательности уменьшилась с  $2-2^{\text{м}},5$  до  $\sim 1^{\text{м}}$ . Оставшаяся дисперсия уже не может быть объяснена ошибками наблюдений и, по-видимому, реальна.

§ 113. Диаграмма показатель цвета — светимость. Определение показателей цвета  $CI$  звезд задача более простая, чем определение их спектральных классов. Получение спектров при помощи целевого спектрографа требует большой затраты времени на каждую звезду в отдельности. Показатели же цвета можно определять в массовом порядке, получив две фотографии участка неба (одну в фотографических лучах, вторую в фотовизуальных

лучах) и находя разности

$$CI = m_p - m_v \quad (7)$$

для каждой звезды на пластинках. Кроме того, показатели цвета можно получать для более слабых (на несколько звездных величин) звезд.

Поэтому для рассеянных и шаровых скоплений обычно строится диаграмма показатель цвета — абсолютная величина, или чаще, поскольку модуль расстояния неизвестен, диаграмма показатель цвета — видимая величина.

Показатель цвета  $m_p - m_v$  является важной характеристикой звезды. Однако он один дает слишком мало сведений о свойствах излучения звезды. Основываясь только на этой величине, нельзя, например, отличить карлика

от гиганта, или звезду позднего спектрального класса, не испытавшую поглощения света, от звезды раннего спектрального класса, испытавшую покраснение вследствие поглощения света.

Для более полного использования возможностей фотометрии различными авторами были введены системы звездных величин в различных цветах, т. е. звездные величины различных участков спектра, выделяемых при помощи фильтров. Обоснование этих фотометрических систем дано в гл. I.

Стеббинс и Уитфорд разработали и применили шестичетную фотометрию.

В 1954 г. Джонсон и Морган обосновали свою трехцветную фотометрию, которая в настоящее время получила широкое признание и распространение. В этой системе звездные величины определяются для трех участков спектра, выделяемых при помощи соответствующих фильтров. На рис. 153 показаны кривые чувствительности фотоэлектрического приемника в трехцветной фотометрии Джонсона и Моргана. Видимая величина через желтый фильтр, редуцированная за поглощение атмосферы (т. е. та, которая наблюдалась бы за атмосферой), обозначается буквой  $V$ . Эта величина практически эквивалентна фотовизуальной величине в интернациональной системе. Видимая величина через синий фильтр, редуцированная за поглощение атмосферы, обозначается  $B$ . Она содержит поправку нуль-пункта так, чтобы для звезд спектрального класса A0  $V$  выполнялось условие  $B - V = 0$ . Видимая величина через ультрафиолетовый фильтр, редуцированная за поглощение атмосферы, обозначается  $U$ . Она также имеет такую поправку нуль-пункта, чтобы для звезд класса A0V было  $U - B = 0$ .

В системе Джонсона—Моргана две величины характеризуют распределение энергии в спектре звезды. Первая из них,  $B - V$ , сравнительно близка к показателю цвета (7). Вторая,  $U - B$ , являющаяся тоже некоторым показателем цвета, характеризует распределение энергии в коротковолновой части спектра.

Рассмотрев звезды классов светимости III, V и VII с надежными параллаксами (для тригонометрических  $> 0''.100$ ), Джонсон и Морган определили их абсолютные величины в цвете  $V$ , обозначив их  $M_V$ . Кроме того, они предположили, что у близких рассеянных скоплений Плеяд и Яслей звезды класса светимости V имеют ту же абсолютную величину, что и близкие к Солнцу звезды класса светимости V того же спектрального класса. Это позволило определить модуль расстояния и затем абсолютные величины всех звезд рассмотренных скоплений. В итоге была построена диаграмма (рис. 154) абсолютная величина — показатель цвета для определенного числа звезд — красных

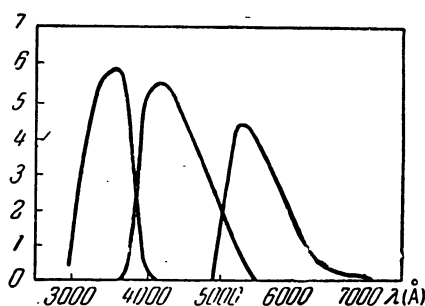


Рис. 153.

гигантов, главной последовательности и белых карликов, которая принята как стандартная и может служить для привязки при построении аналогичных диаграмм для других коллективов звезд. При этом если строится диаграмма для звездного скопления, то, поскольку все его звезды имеют один и тот же модуль расстояния, на диаграмму наносятся звезды всех имеющихся последовательностей, а не только III, V и VII.

Сравнение этой диаграммы с диаграммой спектр — светимость (см. рис. 152) показывает сходство в расположении последовательностей III, V и VII.

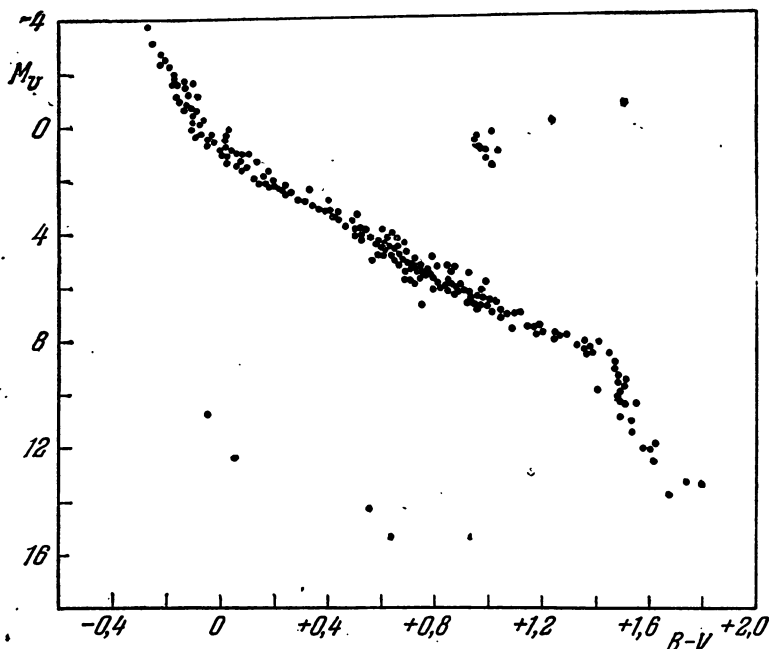


Рис. 154.

Это естественно, так как показатель цвета  $B-V$  тесно связан со спектральным классом. Однако это сходство неполное. Например, гиганты краснее ( $B-V$  больше) чем карлики того же спектрального класса, поэтому на диаграмме показатель цвета — светимость ветвь гигантов несколько смещена вправо в сравнении с диаграммой спектр — светимость.

Между последовательностями V и III по горизонтали наблюдается значительное незаполненное звездами пространство. Эта часть диаграмм, называемая просветом Герцшпрунга—Рессела, остается всегда свободной от звезд, если рассматриваются коллективы звезд в спиральных областях Галактики (в том числе в окрестности Солнца) или в рассеянных скоплениях, т. е. если рассматривается так называемое звездное население I типа (см. § 132).

Обращает на себя внимание также малая дисперсия светимостей звезд главной последовательности на рис. 154. Это должно объясняться знанием точных расстояний до помещенных на диаграмму звезд (мала дисперсия, вызванная ошибками в определении расстояний.) Возможно, малой дисперсии светимостей способствует близость химического состава рассматриваемых звезд и некоторая общность их происхождения, что можно объяснить взаимной пространственной близостью рассмотренных звезд.

Другой стандартной диаграммой является диаграмма, сопоставляющая  $B-V$  и  $U-B$  для близких звезд главной последовательности и звезд главной последовательности, входящих в близкие рассеянные скопления. Если и



NGC 2362 (рис. 155). Эта диаграмма показывает, что с ростом  $B-V$  в общем растет и  $U-B$ . Полоса узкая, за исключением ее правого конца, где расположены карлики класса М. Наблюдаемая в этом месте дисперсия объясняется, по-видимому, наличием сильных эмиссионных линий водорода у некоторых М-карликов (что сопряжено с интенсивным излучением в ультрафиолете) и отсутствием или слабостью этих линий у других карликов. Изгиб полосы в районе  $B-V \approx 0$ , что соответствует звездам класса А, объясняется сильным поглощением ультрафиолетового излучения водородом в этих звездах.

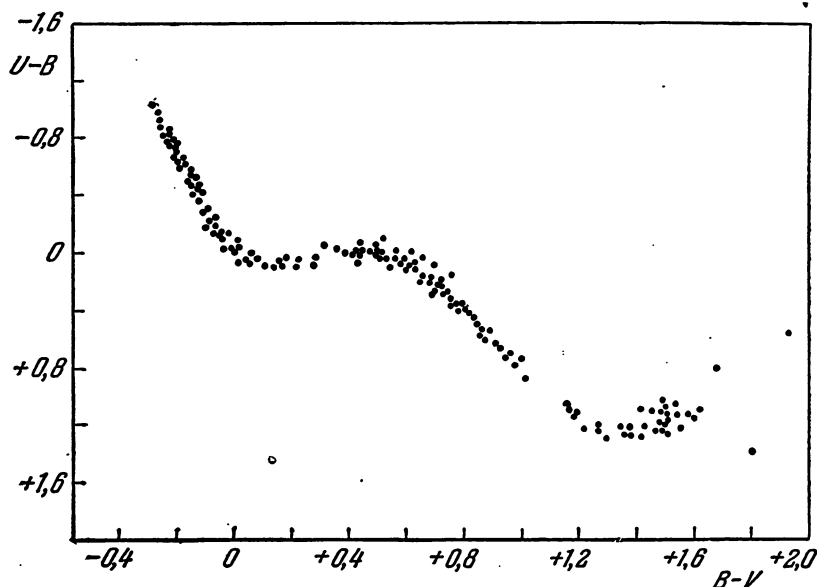


Рис. 155.

Приводим таблицу данных о цветах  $B-V$  и  $U-B$  для звезд различных спектральных классов главной последовательности и красных гигантов, полученную Джонсоном и Морганом (табл. 1).

Таблица 1

| Sp                         | B - V | U - B | Sp     | B - V | U - B | Sp     | B - V | U - B |
|----------------------------|-------|-------|--------|-------|-------|--------|-------|-------|
| Главная последовательность |       |       |        |       |       |        |       |       |
| B0 V                       | -0,32 | -1,13 | A3 V   | +0,09 | +0,07 | G5 V   | +0,68 | +0,21 |
| B1 V                       | -0,28 | -1,00 | A5 V   | -0,15 | +0,09 | G8 V   | +0,70 | +0,24 |
| B2 V                       | -0,24 | -0,86 | A7 V   | +0,19 | +0,08 | K0 V   | +0,82 | +0,48 |
| B3 V                       | -0,20 | -0,71 | F0 V   | +0,30 | +0,02 | K1 V   | +0,86 | +0,54 |
| B5 V                       | -0,16 | -0,56 | F2 V   | +0,37 | +0,00 | K3 V   | +1,01 | +0,89 |
| B7 V                       | -0,13 | -0,47 | F5 V   | +0,44 | +0,00 | K5 V   | +1,18 | +1,12 |
| B8 V                       | -0,09 | -0,29 | F6 V   | +0,47 | -0,02 | K7 V   | +1,37 | +1,26 |
| B9 V                       | -0,05 | -0,16 | F8 V   | +0,53 | +0,02 | M1 V   | +1,48 | +1,21 |
| A0 V                       | 0,00  | 0,00  | G0 V   | +0,60 | +0,06 | M3 V   | +1,49 | +1,10 |
| A1 V                       | +0,05 | +0,05 | G2 V   | +0,64 | +0,16 | M5 V   | +1,69 | +1,26 |
| Красные гиганты            |       |       |        |       |       |        |       |       |
| G8 III                     | +0,95 | +0,72 | K2 III | +1,16 | +1,20 | K5 III | +1,52 | +1,84 |
| K0 III                     | +1,01 | +0,86 | K3 III | +1,30 | +1,44 | M2 III | +1,57 | +1,86 |

§ 114. Диаграмма масса — светимость. Тесная статистическая зависимость наблюдается между светимостями звезд и их массами. Она выражается в том, что звезды с большей массой имеют почти всегда и большую светимость. Первое эмпирическое соотношение между этими физическими характеристиками звезд было получено Герцшпрунгом в 1919 г. Впоследствии оно исследовалось многими авторами.

На рис. 156 показана диаграмма масса — болометрическая светимость, полученная в 1937 г. П. П. Паренаго на основании данных о массах 53 визуально-двойных, 14 затменно-двойных и шести средних значений масс для спектрально-двойных горячих гигантов. Необходимо подчеркнуть, что соотношение масса — светимость всегда строится только для звезд, входящих в двойные системы, так как только для этих звезд возможно определение масс. Как показывает рис. 156, зависимость получается тесная. Если предположить, что формирование и эволюция обычных звезд происходят так же, как и у двойных звезд, то становится возможным распространение зависимости, определяемой рис. 156, и на обычные звезды. Оценки относительных масс звезд гигантов в шаровых скоплениях, основанные на статистических методах, показывают, что эти звезды в общем следуют той же зависимости, которая получена для двойных звезд. Удовлетворяют ей также масса и светимость Солнца.

Зависимость, данная на рис. 156, может быть выражена эмпирическим соотношением

$$\lg m = 0,590 - 0,1194 M_{\text{bol}}, \quad (8)$$

$\pm 25 \quad \pm 48$

в котором  $m$  — масса звезды в единицах массы Солнца. Если и светимость выражать в единицах светимости Солнца, то соотношение (8) приблизительно эквивалентно соотношению

$$L = m^{3\frac{1}{3}}.$$

Обоснованию зависимости масса—светимость при помощи теории внутреннего строения звезд посвящена большая литература.

Некоторые типы звезд заметно уклоняются от соотношения (8). Особенно велико это отклонение у белых карликов, масса которых сравнима с массой Солнца, а светимость в тысячи раз меньше светимости Солнца\*). Небольшие систематические отклонения противоположного знака обнаруживают переменные типа Алголя. Существуют данные и о других отклонениях. В 1950 г. П. П. Паренаго и А. Г. Масевич пришли к выводу, что каждая последователь-

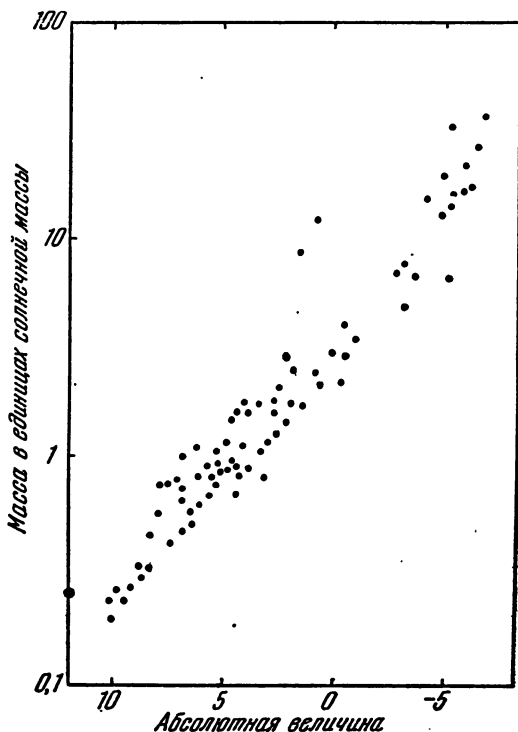


Рис. 156.

\*) В 1958 г. В. В. Соболев привел ряд аргументов в пользу того, что принятые до настоящего времени светимости белых карликов сильно занижены.

ность звезд диаграммы спектр — светимость имеет свое соотношение масса — светимость.

Для сопоставления приведем диаграмму масса — светимость (рис. 157), полученную в 1954 г. Страндом и Хэллом на основании лучших по тому времени данных о массах двойных звезд. На диаграмме звезды, для которых вероятная ошибка логарифма массы меньше 0,10, нанесены точками, остальные кружками. Три звезды, отклоняющиеся от ясно выраженной для остальных звезд зависимости, являются белыми карликами.

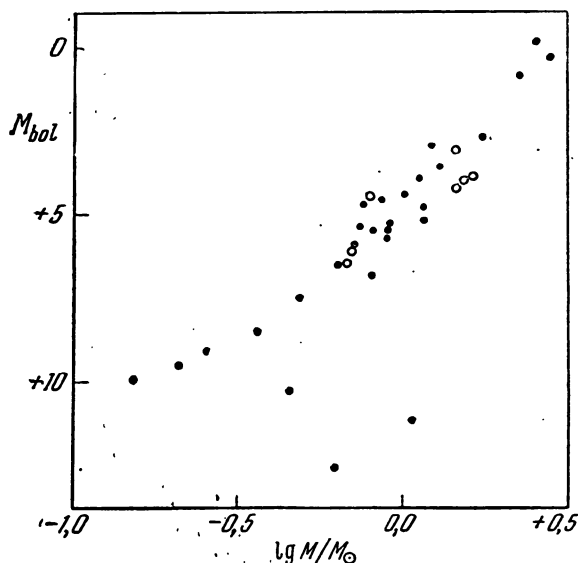


Рис. 157.

§ 115. Функция светимости. Рассмотрим некоторый объем Галактики, малый в сравнении с Галактикой в целом, но достаточно значительный, чтобы в нем было большое число звезд. Обозначим через  $\Phi(M)$  долю звезд этого объема, абсолютная величина которых не превосходит  $M$ . Функция  $\Phi(M)$  называется интегральной функцией светимости. Соответствующая ей функция  $\phi(M) = \Phi'(M)$  называется дифференциальной функцией светимости.

$\phi(M)dM$  есть, следовательно, доля звезд данного объема, абсолютная величина которых лежит между  $M$  и  $M + dM$ . Согласно определению, функция светимости есть нормированная функция, как что  $\lim_{M \rightarrow \infty} \Phi(M) = 1$  и  $\int_{-\infty}^{+\infty} \phi(M)dM = 1$ .

Рассмотренная функция является важной характеристикой состава звездного населения в данном месте Галактики. Поскольку состав звездного населения Галактики в различных ее областях различен, характер функции светимости зависит от места, в котором эта функция рассматривается.

Было бы чрезвычайно ценно иметь значения функции светимости для каждой точки Галактики. Однако в удаленных областях можно наблюдать лишь звезды-гиганты и сверхгиганты. Поэтому реальные попытки получить эту функцию предприняты только для окрестностей Солнца.

При определении функции светимости основная задача заключается в сведении к минимуму наблюдательной селекции. Если, например, рассмотреть список всех звезд до данной величины  $m$ , оценить каким-нибудь образом расстояние  $r$  каждой звезды, по формуле (6) найти ее абсолютную звездную величину и получить, таким образом, распределение звезд по абсолютным величинам, то наблюдательная селекция сильно исказит результат. Доля звезд-гигантов окажется сильно преувеличенной, а доля карликов преуменьшенной. Это произойдет потому, что список звезд до данной величины содержит гиганты из большого объема пространства, а карлики — только ближайшие к Солнцу.

Если рассмотреть звезды до некоторого расстояния  $r$ , то влияние селекции ослабнет, но останется значительным, так как списки ближайших звезд

еще далеки от полноты, многие близкие карлики еще не обнаружены. Чем меньшим взять предельное  $r$ , тем полнее список, но тем малочисленнее в нем звезды, менее представительна выборка. В частности, такая выборка не позволяет судить о доле редких звезд-гигантов и в особенности сверхгигантов, представляющих огромный интерес для астрофизики и космогонии.

Чтобы возможно полнее включить в обработку звезды карлики и в то же время иметь выборку большого объема, Каптейн, ван-Райн, Лейтен и другие основывались на статистической зависимости между  $M$ , собственным движением  $\mu$  и видимой величиной  $m$ . Эта зависимость основана на том, что звезды с большим собственным движением должны быть близкими звездами.

В настоящее время в советских звездно-астрономических работах обычно используется функция светимости, предложенная П. П. Паренаго и представляющая собой комбинацию функций светимости, полученных ван-Райном и Лейтеном.

Табл. 2 дает значения  $\varphi(M)dM$  при  $dM=1$ , а на рис. 158 дан график этой функции.

Рисунок и таблица показывают, что доля звезд высоких светимостей чрезвычайно мала. Мода кривой соответствует звездам с  $M=14-15$ , т. е. на 10 величин более слабых, чем Солнце. Функция светимости — двухвершинная, что отражает разделение статистического коллектива звезд в целом на два статистических коллектива — гигантов и карликов.

Для абсолютных величин, больших  $15^m$ , значения функции очень неуверенны. По данным Р. Б. Шаповой методом, примененным Лейтеном, занижено число слабых карликов, так как из рассмотрения выпали карлики с малыми тангенциальными скоростями. Возможно, что мода функции  $\varphi(M)$  заметно превышает  $15^m$ .

Основные параметры функций светимости следующие:

$$\begin{aligned} M_0 &= 12,7 & \mu_4 &= 661 \\ \mu_2 &= 14,8 & Sk &= 0,711 \\ \mu_3 &= 40,5 & \varepsilon &= 0,017, \end{aligned}$$

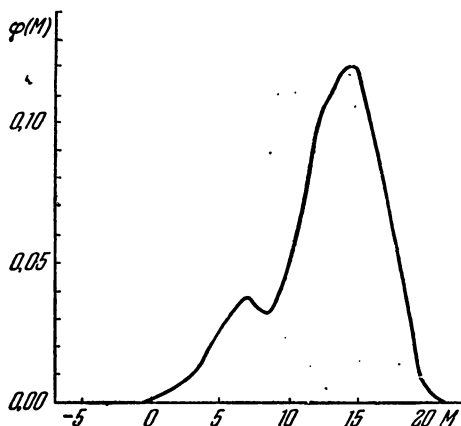


Рис. 158.

где  $M^0$  — среднее значение аргумента,  $\mu_2 = \sigma^2$  — дисперсия,  $\mu_3$  и  $\mu_4$  — центральные моменты третьего и четвертого порядка,  $Sk = \frac{\mu_3}{\mu_2^{3/2}}$  — асимметрия,  $\varepsilon = \frac{\mu_4}{\mu_2^2} - 3$  — эксцесс. Как показывают приведенные данные, асимметрия функции светимости значительна. Это означает, что функция светимости заметно уклоняется от нормальной функции.

Т а б л и ц а 2

| $M_{\text{фот}}$ | $\varphi(M)$ | $M_{\text{фот}}$ | $\varphi(M)$ |
|------------------|--------------|------------------|--------------|
| —6               | 0,00000013   | 8                | 0,031        |
| —5               | 0,00000126   | 9                | 0,033        |
| —4               | 0,0000048    | 10               | 0,047        |
| —3               | 0,000019     | 11               | 0,069        |
| —2               | 0,000060     | 12               | 0,100        |
| —1               | 0,000126     | 13               | 0,107        |
| 0                | 0,00051      | 14               | 0,118        |
| 1                | 0,0023       | 15               | 0,118        |
| 2                | 0,0063       | 16               | 0,102        |
| 3                | 0,0078       | 17               | 0,079        |
| 4                | 0,017        | 18               | 0,049        |
| 5                | 0,024        | 19               | 0,020        |
| 6                | 0,033        | 20               | 0,0041       |
| 7                | 0,036        | 21               | 0,0008       |

Несмотря на то, что данные о функции светимости, которыми в настоящее время располагает звездная астрономия, относятся только к району Солнца, ими, за отсутствием других данных, приходится пользоваться в работах, относящихся к другим областям Галактики. Это, конечно, ведет к уменьшению надежности полученных результатов.

Кроме общей функции светимости, часто рассматривают функции светимости звезд определенного спектрального класса. Например,  $\varphi_A(M)dM$  равно отношению звезд спектрального класса А с абсолютными величинами, лежащими между  $M$  и  $M+dM$ , к общему числу всех звезд. В таком случае

$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_A(M)dM$  равен доле звезд спектрального класса А. Иногда под  $\varphi_A(M)dM$

понимают отношение числа звезд А с абсолютными величинами, лежащими между  $M$  и  $M+dM$ , к числу всех звезд спектрального класса А. Такая функция светимости будет, очевидно, нормированной.

Так как между светимостью звезды и ее массой существует почти точно выполняющаяся взаимно-однозначная зависимость, легко перейти от функции светимости к функции распределения звезд по массам. Это дает возможность вычислить среднюю массу звезды, которая оказывается примерно равной  $0,42$  массам Солнца или, приблизительно,  $8,4 \cdot 10^{32}$  г.

§ 116. Функция блеска. Обозначим через  $N(m)$  число звезд, наблюдаемых в данном участке небесной сферы, видимая величина которых не превосходит  $m$ . Функция  $N(m)$  называется интегральной функцией блеска. Ее характер зависит, очевидно, от величины участка небесной сферы и галактических координат его центра. Соответствующая дифференциальная функция распределения есть  $A(m) = N'(m)$ .

Можно ввести также в рассмотрение специальные функции блеска  $N_{sp}(m)$  и  $N_M(m)$ .  $N_B(m)$ , например, дает число звезд спектрального класса В (в данном участке неба), видимая величина которых не превосходит  $m$ .  $N_M(m)dM$  равно числу звезд в данном участке неба, видимая величина которых не превосходит  $m$ , а абсолютная величина заключена между  $M$  и  $M+dM$ . Если функция светимости неизменна в данном направлении, то

$$N_M(m)dM = N(m)\varphi(M)dM. \quad (9)$$

Аналогично

$$A_M(m)dM = N'_M(m)dM = A(m)\varphi(M)dM.$$

Теорема Зеелигера. Если звезды равномерно заполняют пространство, функция светимости неизменна и межзвездное пространство абсолютно прозрачно, то

$$\frac{N(m+x)}{N(m)} = 10^{0,6x}. \quad (10)$$

В самом деле, если фиксировать некоторое  $M$ , а  $dM$  считать малым, то  $N_M(m)dM$  равно числу звезд с абсолютной величиной от  $M$  до  $M+dM$  внутри сферы такого радиуса  $r_{m,M}$ , что на границе сферы звезды абсолютной величины  $M$  имеют видимую величину  $m$ . Поскольку функция светимости во всем объеме неизменна, звезды рассматриваемой величины также распределены повсюду равномерно, следовательно,

$$N_M(m)dM \propto r_{m,M}^3.$$

Но, как известно,

$$H_m \propto r_{m,M}^{-2},$$

где  $H_m$  — поток излучения звезд, находящихся на границе сферы. Следова-

вательно,

$$N_M(m) dM \propto H_m^{-3/2}. \quad (11)$$

Далее, определяя  $H_m$  из известного соотношения Погсона

$$m = -2,5 \lg H_m,$$

и подставляя в (11), находим

$$N_M(m) dM \propto 10^{0,6m}. \quad (12)$$

Из (12) сразу следует

$$\frac{N_M(m+x)}{N_M(m)} = 10^{0,6x}. \quad (13)$$

Таким образом, для фиксированного  $M$  теорема справедлива. Но если  $\Phi(M)$  неизменна, то из (13) и (9) следует справедливость (10), что и требовалось доказать.

Полагая, в частности,  $x = 1$ , получаем

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} = 10^{0,6} \approx 3,98. \quad (14)$$

Дифференцируя (12) по  $m$ , находим:

$$A_M(m) dM \propto 10^{0,6m}.$$

Значит, для функции  $A(m)$  справедливо то же равенство

$$\frac{A(m+x)}{A(m)} = 10^{0,6x}. \quad (15)$$

Напишем также равенство, непосредственно вытекающее из (19) и (20):

$$\lg N(m+1) - \lg N(m) = \lg A(m+1) - \lg A(m) = 0,6. \quad (16)$$

Производя подсчеты звезд до данной величины, легко проверить, выполняется ли соотношение (16) и, следовательно, выполняются ли условия теоремы Зеелигера. Еще Скиапарелли и Зеелигер убедились в том, что условие (16) на самом деле не выполняется. Для любых направлений и любых  $m$  разность  $\lg N(m+1) - \lg N(m)$  оказывается существенно меньшей чем 0,6.

Это может вызываться тремя причинами: 1) поредением звезд по мере удаления от Солнца; 2) наличием поглощения света в межзвездном пространстве; 3) таким изменением функции светимости, когда в более удаленных районах доля звезд малой светимости выше, чем вблизи от Солнца.

Зеелигер, Каптейн и другие считали, что получаемый из наблюдений результат

$$\lg N(m+1) - \lg N(m) < 0,6 \quad (17)$$

объясняется исключительно первой причиной. Из этого следовало, что Солнце находится в точке наибольшего сгущения звезд, т. е. в центре Галактики. На самом деле основную роль играет поглощение света в пространстве, на что впервые указал В. Я. Струве (1847). Во многих направлениях, лежащих в плоскости Галактики, поредения звезд при удалении от Солнца не происходит и неравенство (17) объясняется исключительно поглощением света.

В 1925 г. Сирс, ван-Райн, Джойнер и Ричмонд опубликовали обработку подсчетов звезд до  $18^m,5$ . Ими были использованы данные ряда каталогов, относящихся к различным областям неба или избранным площадкам. Все звездные величины были приведены к одной системе и получены средние сглаженные значения  $\lg N(m)$  на 1 кв. градус для различных галактических широт. Полученные результаты мы приводим в несколько сокращенной форме в табл. 3. В этой таблице даны значения логарифма числа звезд до данной величины на один градус в зависимости от  $m$  и  $b$ . Разности в единицах

Таблица 3

| $m \backslash b$ | 0°           | 10°          | 20°          | 30°          | 50°          | 70°          | 90°          | $\frac{N(m, 0)}{N(m, 90)}$ |
|------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|----------------------------|
| 4,0              | 8,193<br>459 | 8,117<br>459 | 7,989<br>459 | 7,870<br>461 | 7,744<br>457 | 7,689<br>461 | 7,655<br>460 | 3,44                       |
| 5,0              | 8,652<br>455 | 8,576<br>454 | 8,448<br>454 | 8,331<br>457 | 8,201<br>453 | 8,150<br>454 | 8,115<br>455 | 3,44                       |
| 6,0              | 9,107<br>451 | 9,030<br>449 | 8,902<br>448 | 8,788<br>451 | 8,654<br>449 | 8,604<br>445 | 8,570<br>443 | 3,44                       |
| 7,0              | 9,558<br>447 | 9,479<br>442 | 9,350<br>440 | 9,239<br>444 | 9,103<br>442 | 9,049<br>433 | 9,013<br>431 | 3,51                       |
| 8,0              | 0,005<br>443 | 9,921<br>436 | 9,790<br>432 | 9,683<br>434 | 9,545<br>433 | 9,482<br>420 | 9,444<br>415 | 3,64                       |
| 9,0              | 0,448<br>439 | 0,357<br>431 | 0,222<br>424 | 0,117<br>426 | 9,978<br>417 | 9,902<br>403 | 9,859<br>398 | 3,88                       |
| 10,0             | 0,887<br>432 | 0,788<br>424 | 0,646<br>417 | 0,543<br>414 | 0,395<br>400 | 0,305<br>385 | 0,257<br>379 | 4,27                       |
| 11,0             | 1,319<br>426 | 1,212<br>416 | 1,063<br>410 | 0,957<br>398 | 0,795<br>383 | 0,690<br>363 | 0,636<br>359 | 4,82                       |
| 12,0             | 1,745<br>418 | 1,628<br>407 | 1,473<br>395 | 1,355<br>381 | 1,178<br>360 | 1,053<br>341 | 0,995<br>336 | 5,62                       |
| 13,0             | 2,163<br>406 | 2,035<br>398 | 1,868<br>377 | 1,736<br>361 | 1,538<br>338 | 1,394<br>321 | 1,331<br>315 | 6,79                       |
| 14,0             | 2,569<br>390 | 2,433<br>386 | 2,245<br>357 | 2,097<br>338 | 1,876<br>313 | 1,715<br>298 | 1,646<br>294 | 8,38                       |
| 15,0             | 2,959<br>371 | 2,819<br>372 | 2,602<br>339 | 2,435<br>314 | 2,189<br>286 | 2,013<br>274 | 1,940<br>271 | 10,45                      |
| 16,0             | 3,330<br>349 | 3,191<br>353 | 2,941<br>319 | 2,749<br>287 | 2,475<br>262 | 2,287<br>251 | 2,211<br>248 | 13,15                      |
| 17,0             | 3,679<br>329 | 3,544<br>330 | 3,260<br>299 | 3,036<br>262 | 2,737<br>238 | 2,538<br>231 | 2,459<br>224 | 16,60                      |
| 18,0             | 4,008<br>309 | 3,874<br>306 | 3,559<br>279 | 3,298<br>238 | 2,975<br>214 | 2,769<br>209 | 2,683<br>203 | 21,13                      |
| 19,0             | 4,317<br>286 | 4,180<br>282 | 3,838<br>256 | 3,536<br>214 | 3,189<br>190 | 2,978<br>186 | 2,886<br>180 | 26,98                      |
| 20,0             | 4,603<br>264 | 4,462<br>255 | 4,094<br>232 | 3,750<br>189 | 3,379<br>166 | 3,164<br>162 | 3,066<br>156 | 34,43                      |
| 21,0             | 4,867        | 4,717        | 4,326        | 3,939        | 3,545        | 3,326        | 3,222        | 44,16                      |

третьего знака, вписанные между строками, дают значение

$$\lg N(m+1) - \lg N(m).$$

Таблица показывает, что эти разности существенно меньше, чем 0,6, и быстро убывают по мере возрастания  $m$ . Для малых  $m$  значения  $\lg N(m+1) - \lg N(m)$  для всех  $b$  практически одинаковы, но при возрастании  $m$  уменьшение  $\lg N(m+1) - \lg N(m)$  в высоких галактических широтах происходит значительно быстрее, чем в низких. Этот факт находит объяснение в том, что в низких галактических широтах уменьшение разности  $\lg N(m+1) - \lg N(m)$  вызывается почти исключительно поглощением света в пространстве, в то время как для высоких широт большую роль играет и поредение звезд по мере удаления от Солнца. В этом случае некоторое значение приобретает также изменение функции светимости — уменьшение доли звезд высокой светимости по мере удаления от плоскости Галактики.

В последнем, обособленном столбце таблицы дана величина  $\frac{N_0(m)}{N_{90}(m)}$  — отношение числа звезд до видимой величины  $m$  на единицу площади неба в галактическом экваторе и галактическом полюсе. Эта величина численно выражает явление концентрации к галактической плоскости и носит название галактической концентрации. Таблица показывает, что галактическая концентрация быстро возрастает со звездной величиной.

Число звезд до данной величины на единицу площади неба зависит не только от широты, но и от галактической долготы. В 1928 г. Сирс и Джойнер опубликовали поправки к средним значениям  $\lg N(m)$  в зависимости от долгот для различных  $m$ . В табл. 4 воспроизведены в сокращенном виде

Т а б л и ц а 4

| $b \backslash l$ | +70° | +50° | +30° | +10° | +0°  | -10° | -30° | -50° | -70° |
|------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 0°               | +9   | +20  | +5   | -30  | -118 | 0    | +25  | +14  | +6   |
| 20               | +10  | +7   | +7   | +16  | -7   | +10  | +10  | 0    | -1   |
| 40               | +9   | +10  | 0    | +26  | +25  | +10  | 0    | +13  | -3   |
| 60               | +4   | +4   | -3   | +4   | -2   | +20  | 0    | +8   | -5   |
| 80               | -1   | +1   | -10  | -14  | -20  | -10  | -10  | -5   | -6   |
| 100              | -3   | -6   | -12  | -24  | -27  | -12  | -10  | -16  | -8   |
| 120              | -5   | -15  | -20  | -34  | -36  | -26  | -26  | -21  | -5   |
| 140              | -9   | -17  | -14  | -20  | -17  | -25  | -30  | -16  | +2   |
| 160              | -13  | -14  | -12  | -14  | -27  | -27  | -29  | -14  | +2   |
| 180              | -12  | -12  | -10  | +10  | +12  | -25  | -13  | -10  | -6   |
| 200              | -6   | -10  | +2   | +9   | +11  | -4   | -16  | -10  | -16  |
| 220              | 0    | 0    | -5   | +4   | +7   | +3   | -4   | -11  | -10  |
| 240              | +3   | +3   | +2   | +14  | +18  | 0    | -10  | -12  | -3   |
| 260              | +6   | +6   | +4   | +36  | +70  | +25  | 0    | -10  | -1   |
| 280              | +6   | +8   | +9   | +26  | +36  | +45  | -2   | 0    | 0    |
| 300              | +6   | +10  | +20  | +25  | +23  | +50  | +30  | +14  | +10  |
| 320              | +6   | +12  | +8   | +26  | +42  | +52  | +40  | +23  | +11  |
| 340              | +7   | +14  | +13  | +5   | +10  | +38  | +47  | +20  | +8   |

результаты для  $m=18$ . Поправки даны в единицах второго десятичного знака логарифма. Табл. 4 показывает, что в направлениях, близких к 300—340° долготы (в сторону центра Галактики), имеется избыток звезд, а в направлениях, близких к антицентру (100—160°), — их недостаток. Распределение звезд по долготе имеет явно выраженную простую волну.



Наряду с этим бросаются в глаза неправильности в ходе поправок по долготе. Ввиду того что число звезд до  $18^m$  на 1 кв. градус выражается тысячами, эти неправильности не могут быть объяснены естественными флуктуациями в распределении звезд.

Роль звездных скоплений различного рода в этом эффекте тоже должна быть невелика. Он вызван в основном различиями в распределении поглощающей свет материи.

§ 117. Оценка общего числа звезд в Галактике. Как показали Сирс и ван-Райн, для интервала  $m$ , в котором произведены звездные подсчеты, удовлетворительно выполняется следующая эмпирическая зависимость:

$$\lg A(m) = \alpha + \beta m - \gamma m^2. \quad (18)$$

Коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  зависят, конечно, от широты. Например, на основании среднего хода  $\lg A(m)$  в галактических поясах с  $b$  от  $0^\circ$  до  $20^\circ$ , от  $20^\circ$  до  $40^\circ$  и от  $40^\circ$  до  $90^\circ$  получены значения  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ , приведенные в табл. 5.

Таблица 5

| $b$                                   | $\alpha$ | $\beta$ | $\gamma$ | $m_0$ | $N$                  |
|---------------------------------------|----------|---------|----------|-------|----------------------|
| $0^\circ \pm 20^\circ$                | -5,520   | +0,744  | +0,0128  | 29,1  | $2,84 \cdot 10^{10}$ |
| $\pm 20^\circ \pm 40^\circ$           | -5,185   | +0,704  | +0,0135  | 26,1  | $0,12 \cdot 10^{10}$ |
| $\pm 40^\circ \pm 90^\circ$           | -5,303   | +0,706  | +0,0147  | 24,0  | $0,02 \cdot 10^{10}$ |
| Всего звезд $\approx 3 \cdot 10^{10}$ |          |         |          |       |                      |

Отклонения средних значений  $\lg A(m)$  от величин, определяемых зависимостью (18), достаточно малы. Это позволило авторам сделать предположение, что функция блеска на всем протяжении может быть представлена формулой

$$A(m) = 10^{\alpha + \beta m - \gamma m^2}, \quad (19)$$

т. е. что допустима экстраполяция. Но в таком случае можно произвести оценку общего числа звезд в данном направлении. В самом деле, поскольку коэффициент  $\gamma$  положителен, функция (19) есть нормальная функция. При помощи простых алгебраических преобразований выразим ее через обычные параметры, т. е. объем  $n$ , среднее значение аргумента  $m_0$  и дисперсию  $\delta^2$ :

$$A(m) = 10^{\alpha + \beta m - \gamma m^2} = 10^{\alpha + \frac{\beta^2}{4\gamma}} e^{-\left(m - \frac{\beta}{2\gamma}\right)^2 \gamma \ln 10} = \frac{n_A}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m - m_0)^2}{2\sigma^2}}.$$

Приравнявая

$$\frac{\beta}{2\gamma} = m_0,$$

$$\gamma \ln 10 = \frac{1}{2\sigma^2},$$

$$10^{\alpha + \frac{\beta^2}{4\gamma}} = \frac{n}{\sigma \sqrt{2\pi}},$$

находим параметры нормального распределения, выраженные через коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ :

$$\left. \begin{aligned} m_0 &= \frac{\beta}{2\gamma}, \\ \sigma &= \frac{1}{\sqrt{2\gamma \ln 10}}, \\ n &= \sqrt{\frac{\pi}{\gamma \ln 10}} \cdot 10^{\alpha + \frac{\beta}{4\gamma}}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Формулы (20) позволяют сразу же вычислить  $m_0$  — среднюю видимую величину всех звезд, имеющих в данном направлении, и  $n$  — общее число звезд, приходящихся на 1 кв. градус. Умножая  $n$  на число квадратных градусов в данном поясе, получим  $N$  — общее число звезд в поясе. Вычисленные значения  $m_0$  и  $N$  приведены в табл. 5. Результат показывает, что подавляющая масса звезд сосредоточена в прилегающем к галактической плоскости поясе. Общее число звезд в Галактике, согласно табл. 5, было оценено Сирсом и ван-Райном в  $3 \cdot 10^{10}$ .

§ 118. Функция звездной плотности. Определение звездной плотности в районе Солнца. Обозначим через  $D(r)$  количество звезд в единице объема в данном направлении на расстоянии  $r$ . Функция  $D(r)$  называется функцией звездной плотности. Ее определение является одной из основных задач звездной статистики. Очевидно, что если бы удалось определить  $D(r)$  для всех направлений, то были бы получены основные данные о строении Галактики.

Важное значение имеет определение звездной плотности в окрестности Солнца, т. е.  $D(0)$ . Именно в окрестности Солнца можно определить звездную плотность наиболее уверенно. Очевидно, что это определение должно основываться на данных о ближайших к Солнцу звездах. В 1942 г. Койпер опубликовал список звезд, параллакс которых  $\geq 0''.095$ , т. е.  $r \leq 10,5$  пс. В 1957 г. Глизе расширил список ближайших звезд, включив в него все известные объекты с расстояниями до 20 пс. Их оказалось 915. В табл. 6 приведены звезды из списка Койпера с  $\pi \geq 0,166$ , т. е. с  $r \leq 6$  пс. Для сравнения в табл. 7 приводятся 25 ярчайших звезд. Сравнение таблиц показывает, что из 25 ярчайших звезд только четыре попадают в список 79 ближайших звезд. Это объясняется большой дисперсией светимостей звезд — ближайшие звезды-карлики оказываются слабее удаленных гигантов.

В пределах расстояния 10,5 пс звездную плотность можно считать постоянной, подверженной лишь естественным флуктуациям. Однако определять ее простым делением числа звезд на величину объема нельзя, так как сводка ближайших звезд, конечно, не полна; многие абсолютно слабые звезды еще не обнаружены даже в непосредственных окрестностях Солнца. Для того чтобы учесть эту неполноту, разобьем весь сферический объем с  $r=10,5$  пс при помощи концентрических сфер на четыре равных объема и по списку Койпера подсчитаем число звезд внутри каждого объема. В том случае, когда приведены и тригонометрический и спектральный параллаксы, целесообразно использовать первый, как более точный. Результаты подсчета приводятся в табл. 8. Здесь  $r$  — внешний радиус, ограничивающий данный объем,  $r'$  — радиус дополнительных концентрических сфер, разбивающих каждый из объемов на две равновеликие части,  $n$  — число звезд в каждом объеме,  $D^*$  — средняя плотность выявленных звезд в каждом объеме.

Таблица показывает, что величина  $D^*$  достаточно регулярно убывает по мере удаления объема, что естественно, так как при увеличении расстояния должна увеличиваться доля еще не выявленных в данном объеме звезд.

Таблица 6

| № п/п | Название звезды | $\alpha$ | $\delta$ | $m$   | Sp  | Собственное движение, $\mu$ | Позиционный угол собственного движения, $\theta$ | Параллель тригонометрический $\mu_{\text{тг}}$ в тысячных секунды | Параллель спектральный $\mu_{\text{сп}}$ в тысячных секунды | Лучевая скорость $v_r$ , км/сек | M    |
|-------|-----------------|----------|----------|-------|-----|-----------------------------|--------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|---------------------------------|------|
| 1     | +43°44 A        | 0h12m,7  | +43°27   | 8,1   | M2  | 2",90                       | 82°                                              | 284±5                                                             | 250                                                         | + 8±2                           | 10,4 |
| 2     | +43°44 B        | ...      | ...      | 10,9  | M5  | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | ...                             | 13,2 |
| 3     | $\eta$ Cas A    | 0 43,0   | +57 17   | 3,60  | G0  | 1,22                        | 115                                              | 182±5                                                             | 143                                                         | + 9±0                           | 4,9  |
| 4     | $\eta$ Cas B    | ...      | ...      | 7,34  | K6  | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | + 13±2                          | 8,6  |
| 5     | van Maanen      | 0 43,9   | ± 4 55   | 12,4  | wG  | 3,00                        | 155                                              | 243±6                                                             | ...                                                         | (+238)                          | 14,3 |
| 6     | $\tau$ Cet      | 1 39,4   | -16 28   | 3,66  | G5  | 1,92                        | 297                                              | 298±6                                                             | 210                                                         | -16±0                           | 6,0  |
| 7     | $\epsilon$ Eri  | 3 28,2   | -9 48    | 3,75  | K2  | 0,98                        | 271                                              | 303±6                                                             | 350                                                         | + 15±0                          | 6,2  |
| 8     | 40 Eri A        | 4 10,7   | -7 49    | 4,52  | K1  | 4,08                        | 213                                              | 202±3                                                             | 220                                                         | -42±0                           | 6,0  |
| 9     | 40 Eri B        | ...      | ...      | 9,62  | wA  | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | ...                             | 11,1 |
| 10    | 40 Eri C        | ...      | ...      | 11,1  | M6  | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | ...                             | 12,6 |
| 11    | -45°1841        | 5 07,7   | -44 59   | 8,8   | M0  | 8,72                        | 131                                              | 262±6                                                             | ...                                                         | +242±1                          | 10,9 |
| 12    | -3°1123         | 5 26,4   | -3 42    | 8,1   | M1  | 2,24                        | 180                                              | 166±4                                                             | 200                                                         | + 11±1                          | 9,2  |
| 13    | Ross 42         | 5 26,7   | +9 45    | 11,4  | M6  | 0,30                        | 243                                              | ...                                                               | 250                                                         | ...                             | 13,4 |
| 14    | Ross 47         | 5 36,4   | +12 29   | 11,7  | M5  | 2,54                        | 127                                              | 166±8                                                             | 170                                                         | ...                             | 12,8 |
| 15    | -21°1377        | 6 06,4   | -21 49   | 8,2   | M0  | 0,72                        | 191                                              | 183±6                                                             | 150                                                         | ...                             | 9,5  |
| 16    | Ross 614        | 6 24,3   | -2 44    | 11,3  | M6  | 1,01                        | 135                                              | 260±5                                                             | 360                                                         | ...                             | 13,4 |
| 17    | $\alpha$ CMaA   | 6 40,7   | -16 35   | -1,52 | A1  | 1,32                        | 204                                              | 376±3                                                             | 360                                                         | - 8±0                           | 1,4  |
| 18    | $\alpha$ CMaB   | ...      | ...      | 8,54  | wA5 | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | (+12)                           | 11,4 |
| 19    | -44°3045        | 6 54,9   | -44 09   | 10,8  | M5  | 1,13                        | 264                                              | ...                                                               | 170                                                         | ...                             | 12,3 |
| 20    | +5°1668         | 7 22,0   | +5 32    | 10,0  | M4  | 3,75                        | 171                                              | 262±6                                                             | 240                                                         | + 22±2                          | 12,1 |
| 21    | $\alpha$ CMi A  | 7 34,1   | +5 29    | 0,53  | F4  | 1,25                        | 214                                              | 291±4                                                             | 400                                                         | - 3±0                           | 2,8  |
| 22    | $\alpha$ CMi B  | ...      | ...      | 10,8  | ... | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | ...                             | 13,1 |
| 23    | L 745-46        | 7 35,8   | -17 10   | 13,1  | wF  | 1,29                        | 117                                              | 177±14                                                            | ...                                                         | ...                             | 14,3 |
| 24    | Ross 882        | 7 39,4   | +3 48    | 11,6  | M6  | 0,64                        | 218                                              | ...                                                               | 230                                                         | ...                             | 13,4 |

| № п/п | Название звезды | $\alpha$ | $\delta$ | $m$  | Sp  | Собственное движение, $\mu$ | Позиционный угол собственного движения, $\theta$ | Параллель тригонометрический $\mu_{\text{тг}}$ в тысячных секунды | Параллель спектральный $\mu_{\text{сп}}$ в тысячных секунды | Лучевая скорость $v_r$ , км/сек | M      |
|-------|-----------------|----------|----------|------|-----|-----------------------------|--------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|---------------------------------|--------|
| 25    | L 97-12         | 7 52,6   | -67 30   | 14,5 | F-G | 2,05                        | 135                                              | 170±30                                                            | ...                                                         | ...                             | 15,6   |
| 26    | +50°1725        | 10 05,3  | +49 58   | 6,54 | K8  | 1,45                        | 249                                              | 220±8                                                             | 260                                                         | - 27±1                          | 8,2    |
| 27    | +20°2465        | 10h14m,2 | +20°22   | 9,46 | M5  | 0",49                       | 265                                              | 193±8                                                             | 330                                                         | + 9±2                           | 10,9   |
| 28    | L 1113-55       | 10 30,9  | +5 38    | 12,2 | M6  | 0,68                        | 280                                              | ...                                                               | 170                                                         | ...                             | 13,4   |
| 29    | Wolf 359        | 10 51,6  | +7 36    | 13,5 | M8  | 4,76                        | 234                                              | 403±10                                                            | 360                                                         | -90                             | 16,5   |
| 30    | +36°2147        | 10 57,9  | +36 38   | 7,47 | M2  | 4,78                        | 187                                              | 388±6                                                             | 380                                                         | - 87±2                          | 10,4   |
| 31    | +44°2051 A      | 11 00,5  | +44 02   | 8,7  | M0  | 4,53                        | 272                                              | 174±8                                                             | 140                                                         | + 64±4                          | 10,9   |
| 32    | +44°2051 B      | ...      | ...      | 14,8 | M8  | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | ...                             | 16,0   |
| 33    | AC 79°3888      | 11 41,3  | +79 14   | 11,0 | M4  | 0,87                        | 57                                               | 201±10                                                            | 150                                                         | ...                             | 12,5   |
| 34    | Wolf 424 A      | 12 28,4  | +9 34    | 12,7 | M7  | 1,84                        | 278                                              | 225±7                                                             | 250                                                         | ...                             | 14,5   |
| 35    | Wolf 424 B      | ...      | ...      | 12,7 | ... | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | ...                             | ...    |
| 36    | +15°2620        | 13 40,7  | +15 26   | 8,58 | M1  | 2,30                        | 129                                              | 191±8                                                             | +180                                                        | + 15±1                          | 10,0   |
| 37    | Prox Cen        | 14 22,8  | -62 15   | 11,3 | M   | 3,85                        | 282                                              | 762±5                                                             | ...                                                         | ...                             | 15,7   |
| 38    | $\alpha$ Cen A  | 14 32,8  | -60 25   | 0,33 | G4  | 3,67                        | 281                                              | 756±7                                                             | ...                                                         | - 22±0                          | 4,7    |
| 39    | $\alpha$ Cen B  | ...      | ...      | 1,70 | K1  | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | ...                             | 6,1    |
| 40    | HR 5568 A       | 14 51,6  | -20 58   | 5,90 | K4  | 1,99                        | 149                                              | 172±4                                                             | 180                                                         | + 20±0                          | 7,1    |
| 41    | HR 5568 B       | ...      | ...      | 8,08 | M0  | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | + 25±4                          | 9,2    |
| 42    | -40°9712        | 15 25,7  | -40 54   | 10,2 | M4  | 1,57                        | 229                                              | 166±5                                                             | ...                                                         | ...                             | 11,3   |
| 43    | -12°4523        | 16 24,7  | -12 25   | 9,8  | M4  | 1,17                        | 186                                              | 255±5                                                             | 210                                                         | ...                             | 11,8   |
| 44    | 36 Oph A        | 17 09,2  | -26 27   | 5,17 | K2  | 1,24                        | 203                                              | 179±5                                                             | 180                                                         | - 1±0                           | 6,4    |
| 45    | 36 Oph B        | ...      | ...      | 5,20 | K1  | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | - 1±0                           | 6,5    |
| 46    | 36 Oph C        | ...      | ...      | 6,53 | K6  | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | - 10±1                          | 7,8    |
| 47    | -46°11540       | 17 21,1  | -46°47   | 9,7  | M3  | 1,07                        | 148                                              | 225±6                                                             | 180                                                         | ...                             | 11,5   |
| 48    | -44°11909       | 17 29,8  | -44 14   | 10,9 | M5  | 1,15                        | 217                                              | 208±6                                                             | 190                                                         | ...                             | 12,5   |
| 49    | +68°946         | 17 37,0  | +68 26   | 9,13 | M3  | 1,31                        | 196                                              | 213±5                                                             | 240                                                         | - 17±3                          | 10,8   |
| 50    | +4°3561         | 17 52,9  | +4 25    | 9,46 | M5  | 10,25                       | 356                                              | 543±3                                                             | 440                                                         | -140±4                          | 13,1   |
| 51    | 70 Oph A        | 18 00,4  | +2 31    | 4,19 | K1  | 1,13                        | 167                                              | 196±4                                                             | 230                                                         | - 7±0                           | 5,7    |
| 52    | 70 Oph B        | ...      | ...      | 5,87 | K5  | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | - 7±0                           | 7,3    |
| 53    | +59°1915 A      | 18 41,7  | +59 29   | 8,92 | M3  | 2,28                        | 324                                              | 282±4                                                             | 240                                                         | 0±2                             | 11,2   |
| 54    | +59°1915 B      | ...      | ...      | 9,73 | M4  | ...                         | ...                                              | ...                                                               | ...                                                         | 7±3                             | 12,0   |
| 55    | Ross 154        | 18 43,6  | -23 56   | 10,5 | M5  | 0,67                        | 106                                              | 350±6                                                             | 290                                                         | ...                             | 13,2   |
| 56    | +4°4048         | 19 12,1  | +5 02    | 9,2  | M3  | 1,46                        | 204                                              | 170±4                                                             | 200                                                         | ...                             | 10,4   |
| 57    | L 347-14        | 19 13,4  | -45 42   | 13,4 | M   | 2,94                        | 168                                              | 182±9                                                             | ...                                                         | ...                             | (14,7) |
| 58    | $\sigma$ Dra    | 19 32,6  | +69 29   | 4,73 | G9  | 1,84                        | 162                                              | 181±4                                                             | 170                                                         | + 27±0                          | 6,0    |

Продолжение табл. 6

| №<br>п/п | Название звезды | $\alpha$                           | $\delta$ | $m$   | $S_p$ | Собственное<br>движение,<br>$\mu$ | Позиционный<br>угол собст-<br>венного дви-<br>жения, $\theta$ | Параллакс<br>тригоно-<br>метрический<br>$\pi_t$ ,<br>в тысячных<br>секунды | Параллакс<br>спектраль-<br>ный<br>$\pi_{Sp}$<br>в тысячных<br>секунды | Лучевая<br>скорость<br>$v_r$ ,<br>км/сек | $M$  |
|----------|-----------------|------------------------------------|----------|-------|-------|-----------------------------------|---------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------|------------------------------------------|------|
| 59       | $\alpha$ Aql    | 19 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> ,9 | + 8 36   | 0,94  | A5    | 0",66                             | 54                                                            | 208±5                                                                      | 170                                                                   | - 26±2                                   | 2,5  |
| 60       | $\delta$ Pav    | 19 58 ,9                           | -66 26   | ,67   | G7    | 1 ,65                             | 134                                                           | 174±8                                                                      | ...                                                                   | - 22±0                                   | 4,9  |
| 61       | HR 7703 A       | 20 04 ,6                           | -36°21   | 5,24  | K2    | 1 ,63                             | 164                                                           | 177±9                                                                      | 170                                                                   | -131±0                                   | 6,5  |
| 62       | HR 7703 B       | ...                                | ...      | 11,5  | M5    | ...                               | ...                                                           | ...                                                                        | ...                                                                   | ...                                      | 12,7 |
| 63       | -32°16135 A     | 20 35 ,6                           | -32 47   | 10,9  | M5    | 0 ,45                             | 140                                                           | ...                                                                        | 200                                                                   | + 5                                      | 12,4 |
| 64       | -31°17815       | 20 39 ,0                           | -31 42   | 8,7   | M1    | 0 ,45                             | 140                                                           | ...                                                                        | 170                                                                   | +10                                      | 9,9  |
| 65       | 61 Cyg A        | 21 02 ,4                           | +38 15   | 5,35  | K3    | 5 ,20                             | 52                                                            | 296±3                                                                      | 200                                                                   | - 65±0                                   | 7,7  |
| 66       | 61 Cyg B        | ...                                | ...      | 6,05  | K5    | ...                               | ...                                                           | ...                                                                        | ...                                                                   | - 63±1                                   | 8,4  |
| 67       | -39°14192       | 21 11 ,4                           | -39 15   | 6,65  | M0    | 3 ,47                             | 251                                                           | 257±7                                                                      | 310                                                                   | + 22±2                                   | 8,7  |
| 68       | -49°13515       | 21 26 ,9                           | -49 26   | 8,9   | M3    | 0 ,82                             | 185                                                           | 207±10                                                                     | 230                                                                   | ...                                      | 10,5 |
| 69       | $\epsilon$ Ind  | 21 55 ,8                           | -57 12   | 4,70  | K5    | 4 ,69                             | 123                                                           | 288±6                                                                      | ...                                                                   | - 40±0                                   | 7,0  |
| 70       | -5°5715         | 22 04 ,4                           | - 5 08   | 10,2  | M4    | 1 ,03                             | 91                                                            | ...                                                                        | 170                                                                   | ...                                      | 11,4 |
| 71       | +56°2783 A      | 22 24 ,4                           | +57 12   | 9,87  | M4    | 0 ,90                             | 245                                                           | 256±4                                                                      | 220                                                                   | - 24±2                                   | 11,9 |
| 72       | +56°2783 B      | ...                                | ...      | 11,3  | M6    | ...                               | ...                                                           | ...                                                                        | ...                                                                   | ...                                      | 13,3 |
| 73       | L 789—6         | 22 33 ,0                           | -15 52   | 12,3  | M6    | 3 ,27                             | 46                                                            | 328±11                                                                     | 230                                                                   | ...                                      | 14,9 |
| 74       | +43°4305        | 22 42 ,5                           | +43 49   | 10,25 | M5    | 0 ,85                             | 237                                                           | 207±7                                                                      | 250                                                                   | + 2±2                                    | 11,8 |
| 75       | -15°6290        | 22 47 ,9                           | -14 47   | 10,27 | M5    | 1 ,11                             | 123                                                           | 220±11                                                                     | 250                                                                   | ...                                      | 12,0 |
| 76       | -36°15693       | 22 59 ,4                           | -36 26   | 7,23  | M0    | 6 ,90                             | 79                                                            | 278±6                                                                      | 270                                                                   | + 10±1                                   | 9,4  |
| 77       | Ross 248        | 23 37 ,0                           | +43 39   | 12,2  | M6    | 1 ,82                             | 176                                                           | 314±7                                                                      | 240                                                                   | ...                                      | 14,7 |
| 78       | +1°4774         | 23 44 ,0                           | + 1 52   | 9,10  | M2    | 1 ,37                             | 134                                                           | 167±6                                                                      | 170                                                                   | - 64±3                                   | 10,2 |
| 79       | -37°15492       | 23 59 ,5                           | -37 51   | 8,57  | M3    | 6 ,11                             | 112                                                           | 222±7                                                                      | 260                                                                   | + 24±2                                   | 10,3 |

Таблица 7

| №  | Обозначение    | $\alpha$                       | $\delta$ | Sp          | $m_v$ | $m_p$ | $r_{nc}$ | $M_v$ | Название    |
|----|----------------|--------------------------------|----------|-------------|-------|-------|----------|-------|-------------|
| 1  | $\alpha$ CMa   | 6 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup> | -16°35'  | A1V         | -1,43 | -1,43 | 2,66     | +1,45 | Сириус      |
| 2  | $\alpha$ Car   | 6 22                           | -52 38   | F0Ia        | -0,73 | -0,58 | 110      | -6,0  | Канопус     |
| 3  | $\alpha$ Cen   | 14 33                          | -60 25   | G2V         | -0,27 | +0,39 | 1,33     | +4,1  |             |
| 4  | $\alpha$ Boo   | 14 11                          | +19 42   | K2IIp       | -0,06 | +1,17 | 11       | -0,3  | Арктур      |
| 5  | $\alpha$ Lyr   | 18 34                          | +38 41   | A0V         | +0,04 | +0,04 | 8,1      | +0,5  | Вега        |
| 6  | $\alpha$ Aur   | 5 09                           | +45 54   | G5III+G0III | +0,09 | +0,89 | 14       | -0,7  | Капелла     |
| 7  | $\beta$ Ori    | 5 10                           | - 8 19   | B8Ia        | +0,15 | +0,11 | 400      | -8,2  | Ригель      |
| 8  | $\alpha$ CMi   | 7 34                           | + 5 29   | F5IV/V      | +0,37 | +0,78 | 3,48     | +2,7  | Процион     |
| 9  | $\alpha$ Eri   | 1 34                           | -57 45   | B3V         | +0,53 | +0,37 | 24       | -1,5  | Ахернар     |
| 10 | $\beta$ Cen    | 13 57                          | -59 53   | B0V         | +0,66 | +0,45 | 63       | -3,5  |             |
| 11 | $\alpha$ Ori   | 5 50                           | + 7 23   | M2Iab       | +0,7  | +2,6  | 150      | -5,3  | Бетельгейзе |
| 12 | $\alpha$ Aql   | 19 46                          | + 8 36   | A7IV, V     | +0,80 | +1,02 | 5,0      | +2,3  | Альтаир     |
| 13 | $\alpha$ Tau   | 4 30                           | +16 18   | K5III       | +0,85 | +2,37 | 20       | -0,6  | Альдебаран  |
| 14 | $\alpha$ Cru   | 12 21                          | -62 33   | B0V         | +0,87 | +0,63 | 90       | -4,0  |             |
| 15 | $\alpha$ Sco   | 16 23                          | -26 13   | M1Ib        | +0,98 | +2,78 | 115      | -5,2  | Антарес     |
| 16 | $\alpha$ Vir   | 13 20                          | -10 38   | B1V         | +1,00 | +0,77 | 63       | -3,1  | Спика       |
| 17 | $\alpha$ PsA   | 22 52                          | -30 09   | A3V         | +1,16 | +1,25 | 6,9      | +1,95 | Фомальгаут  |
| 18 | $\beta$ Gem    | 7 39                           | +28 16   | K0III       | +1,16 | +2,17 | 11       | +1,0  | Поллукс     |
| 19 | $\alpha$ Cyg   | 20 38                          | +44 55   | A2Ia        | +1,26 | +1,35 | 290      | -6,2  | Денеб       |
| 20 | $\beta$ Cru    | 12 42                          | -59 09   | B0IV        | +1,31 | +1,08 | 115      | -4,1  |             |
| 21 | $\alpha$ Leo   | 10 03                          | +12 27   | B7V         | +1,36 | +1,25 | 21       | -0,3  | Регул       |
| 22 | $\epsilon$ CMa | 6 55                           | -28 50   | B2II        | +1,49 | +1,32 | 140      | -4,5  |             |
| 23 | $\alpha$ Gem   | 7 28                           | +32 06   | A1V         | +1,59 | +1,63 | 14       | +0,9  | Кастор      |
| 24 | $\lambda$ Sco  | 17 27                          | -37 02   | B2IV        | +1,62 | +1,39 | 80       | -2,9  |             |
| 25 | $\gamma$ Ori   | 5 20                           | + 6 16   | B2III       | +1,64 | +1,41 | 100      | -3,4  |             |

$D^*(r')$  можно представить линейной функцией

$$D^*(r') = a + br'. \quad (21)$$

Данные табл. 8 позволяют получить систему из четырех уравнений для определения  $a$  и  $b$ . Решение этой системы способом наименьших квадратов дает

$$a = 0,120 \pm 0,008; \quad b = -0,086 \pm 0,010.$$

Малая величина средних ошибок показывает, что представление (21) обосновано и значения  $a$  и  $b$  надежны;  $b$  характеризует скорость возрастания неполноты данных с увеличением расстояния. Когда расстояние стремится к нулю, то и неполнота должна стремиться к нулю,  $D^*(0)=D(0)$ . Но  $D^*(0)=a$ . Следовательно, звездная плотность в окрестностях Солнца

$$D(0) = 0,120 \pm 0,008 \text{ звезд на кубический парсек.}$$

В 1920 г. Каптейн и ван-Райн оценили звездную плотность в окрестностях Солнца в 0,045 звезды/ $nc^3$ , в 1939 г. Лейтэн получил величину 0,103 звезды/ $nc^3$ .

Таблица 8

| № | $r$   | $r'$  | $n$ | $D^*$  |
|---|-------|-------|-----|--------|
| 1 | 6,63  | 5,26  | 93  | 0,0763 |
| 2 | 8,35  | 7,59  | 66  | 0,0541 |
| 3 | 9,56  | 9,00  | 48  | 0,0394 |
| 4 | 10,53 | 10,07 | 45  | 0,0369 |

Оба эти определения основаны на статистическом методе средних параллаксов, выводимых с помощью собственных движений звезд. Сравнивая эти результаты с полученной в этом параграфе величиной 0,12 звезды/ $nc^3$ , мы видим, что более поздние определения дают большую величину звездной плотности. Это естественно, так как постоянно пополняется как список звезд с большим собственным движением, так и список ближайших звезд. Однако, как легко понять, если функция светимости действительно имеет максимум

при  $M=14-15^m$ , то обнаружение новых близких звезд, ввиду примененного метода экстраполяции к нулю, не должно привести к новым, более высоким значениям  $D(0)$ . Иное дело, если  $\varphi(M)$  имеет максимум при существенно большем значении  $M$ . Тогда значение  $D(0)=0,12$  звезды/пс<sup>3</sup> является заниженным.

§ 119. Основные уравнения звездной статистики. Рассмотрим звезды, наблюдаемые внутри телесного угла  $\omega$ . Элементарный объем, ограниченный сферами радиуса  $r$  и  $r+dr$  (рис. 159), равен  $\omega r^2 dr$ , а число звезд в нем, имеющих видимую величину, заключенную между  $m$  и  $m+dm$ , равно

$$\omega r^2 dr \cdot D(r) \cdot \varphi(M) dM, \quad (22)$$

где  $M$  определяется равенством

$$M = m - 5 \lg r + 5,$$

так что  $dM = dm$ .

Чтобы получить общее число звезд в телесном угле  $\omega$  с видимыми величинами между  $m$  и  $m+dm$ , необходимо (22) проинтегрировать по всем  $r$ . Тогда, сокращая  $dm$  и  $dM$ , получим:

$$A(m) = \omega \int_0^{\infty} D(r) \varphi(M) r^2 dr. \quad (23)$$

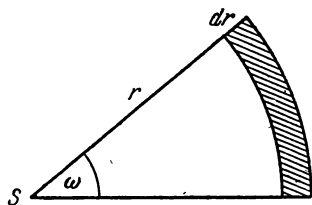


Рис. 159.

При этом предполагается, что  $\varphi(M)$  неизменно для всех  $r$ . Уравнение (23) называется основным уравнением звездной статистики. Оно связывает функцию блеска с функциями светимости и звездной плотности. Так как искомой функцией обычно

является  $D(r)$ , то уравнение (23) является интегральным уравнением. Если и функцию  $\varphi(M)$  считать неизвестной, то для определения двух функций нужно получить еще одно уравнение.

Для этого заметим, что параллакс звезд, находящихся в элементарном объеме  $\omega r^2 dr$ , равен  $\frac{1}{r}$ . Чтобы получить в телесном угле  $\omega$  средний параллакс звезд, видимая величина которых лежит между  $m$  и  $m+dm$ , необходимо параллакс  $\frac{1}{r}$  умножить на число звезд, имеющих данный параллакс, и рассматриваемую видимую величину, т. е. умножить на (22), проинтегрировать по всем  $r$  и затем поделить на общее число звезд данной величины  $A(m)dm$ :

$$\bar{\pi}(m) = \frac{\omega dM}{A(m)dm} \int_0^{\infty} D(r) \varphi(M) r dr. \quad (24)$$

Сокращая  $dm$  и  $dM$  и умножая на  $A(m)$ , получим:

$$\bar{\pi}(m) \cdot A(m) = \omega \int_0^{\infty} D(r) \varphi(M) r dr. \quad (25)$$

Это уравнение называется вторым уравнением звездной статистики. Уравнения (23) и (25) были получены Шварцшильдом в 1910 г. и носят его имя. Приведем эти уравнения к каноническому виду. Введем новую переменную

$$q = 5 \lg r - 5, \quad (26)$$

так что

$$M = m - q. \quad (27)$$

Тогда, переходя в интегралах (23) и (25) к новой переменной и обозначая

$$\Delta(q) = 200 \ln 10 \cdot \omega \cdot 10^{0,6q} \cdot D(10^{0,2q+1}), \quad (28)$$

получим уравнения звездной статистики в канонической форме:

$$A(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta(q) \varphi(m-q) dq, \quad (29)$$

$$\bar{\pi}(m) A(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta(q) \cdot 10^{0,2q-1} \varphi(m-q) dq. \quad (30)$$

Так как величины  $M$  и  $q$  независимы друг от друга и

$$m = M + q,$$

то, считая  $\Delta(q)$  функцией распределения  $q$ , уравнение (29) можно было бы формально написать согласно известному в теории вероятностей правилу нахождения функции распределения суммы двух независимых величин.

§ 120. Общее решение первого уравнения звездной статистики. Точное решение уравнения (29), данное Шварцшильдом, основано на следующем свойстве известного преобразования Фурье.

Пусть дана некоторая функция  $f(x)$ . Построим при помощи преобразования Фурье новую функцию,

$$f^*(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ixy} f(x) dx. \quad (31)$$

В таком случае старая функция получается из новой путем аналогичного преобразования:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ixy} f(y) dy. \quad (32)$$

Помножим обе части (29) на  $\frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{i\beta m} dm$  и проинтегрируем от  $-\infty$  до  $+\infty$ :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\beta m} A(m) dm &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\beta m} dm \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta(q) \varphi(m-q) dq = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\beta q} \Delta(q) dq \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\beta(m-q)} \varphi(m-q) d(m-q). \end{aligned}$$

Таким образом, на основании (31)

$$A^*(\beta) = \sqrt{2\pi} \Delta^*(\beta) \varphi^*(\beta)$$

и, следовательно,

$$\Delta^*(\beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{A^*(\beta)}{\varphi^*(\beta)}.$$

Применив (32), возвращаемся к  $\Delta(q)$ . Получаем:

$$\Delta(q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-q\beta} \frac{A^*(\beta)}{\varphi^*(\beta)} d\beta, \quad (33)$$

что и дает решение уравнения (29). После того как получено  $\Delta(q)$ , функцию звездной плотности можно получить из равенства

$$D(r) = \frac{5}{\omega \ln 10} r^{-3} \Delta(5 \lg r - 5), \quad (34)$$

получаемого на основании (26) и (28).

§ 121. Приближенное решение первого уравнения звездной статистики. Изложенное в предыдущем параграфе решение, несмотря на его теоретические достоинства, не употребляется вследствие сложности вычислений, которых оно требует при практическом применении, а также вследствие необходимости знать функцию  $A(m)$  во всем интервале изменения  $m$ .

Кроме точного решения, Шварцшильд предложил решение, основанное на предположении, что функции  $A(m)$  и  $\phi(M)$  являются нормальными. Им было доказано, что в этом предположении и функция  $\Delta(q)$  будет нормальной функцией. Уравнение (29) позволяет легко вычислить ее параметры. Этот метод имеет два минуса: 1) он дает весьма грубое приближение, так как функция светимости существенно отличается от нормальной функции; 2) если  $\Delta(q)$  — нормальная функция, то она при  $q \rightarrow \infty$  должна стремиться к нулю как  $e^{-aq^2}$ , следовательно, быстрее, чем  $10^{0.6q}$ , а значит, согласно (34), при  $r \rightarrow 0$  и  $D(r) \rightarrow 0$ . Но в районе Солнца звездная плотность нулю не равна.

В 1936 г. Крамер доказал (см., например, С. Н. Бернштейн, Теория вероятностей, Гостехиздат, 1946) следующую, более сильную теорему: Если функция  $A(m)$  нормальная, то обе функции  $\phi(M)$  и  $\Delta(q)$  — нормальные функции.

Следовательно, поскольку  $\phi(M)$  не является нормальной функцией, то и  $A(m)$  не может быть нормальной. Таким образом, укрепившиеся после работ Сирса и ван-Райна предположения о возможности представлять функцию блеска на всем ее протяжении нормальной функцией оказываются ошибочными. Должна быть признана неверной и оценка общего числа звезд в Галактике, полученная на основании экстраполяции нормальной функции блеска. Учет при экстраполяции функции блеска ее асимметричности, вызванной асимметрией функции светимости, приводит к оценке общего числа звезд Галактики в  $1,5 \cdot 10^{11}$ .

Для решения уравнения (23) Сирсом, Бриллем и Боком были разработаны численные методы. В последнее время предприняты также попытки использования для решения этого уравнения электронных счетных машин.

Однако следует признать, что использование уравнения (23) еще не привело к построению надежных функций плотности для различных направлений. Это объясняется тем, что: 1) решать уравнение (23) можно лишь приближенно; 2) функция светимости известна недостаточно надежно; 3) в малых телесных углах подсчеты охватывают небольшое число звезд, возможны значительные случайные отклонения от стандартной функции светимости; 4) для решения уравнения необходимо знать (см. § 125) функцию поглощения, которая обычно или не известна вовсе, или известна очень приближенно.

Значение уравнения (23) состоит главным образом в возможности использовать его в различных теоретических выкладках для перехода от одних функций распределения к другим. Для направлений, лежащих в плоскости Галактики, можно для не очень больших расстояний в первом приближении считать функцию плотности постоянной и тогда, после подстановки (26), уравнение (23) принимает вид

$$A(m) = 200 \ln 10 \cdot \omega D \int_{-\infty}^{+\infty} 10^{0.6q} \phi(m - q) dq, \quad (35)$$



что дает достаточно простую зависимость между функцией блеска и функцией светимости.

§ 122. Поглощение света. Имеется ряд наблюдательных фактов, в совокупности доказывающих существование поглощения света в межзвездном пространстве. Главными из них являются следующие: а) отношение  $\frac{N(m+1)}{N(m)}$  по всем направлениям значительно меньше 3,98 и уменьшается с увеличением  $m$ ; б) далекие звезды обнаруживают покраснение в сравнении с близкими звездами того же спектрального класса; в) многие участки неба весьма бедны звездами, в то время как соседние с ними участки неба богаты звездами; г) если считать межзвездное пространство абсолютно прозрачным и по видимой величине звезд в рассеянных скоплениях оценивать их модули расстояния, а затем по расстояниям и угловым размерам определять линейные размеры рассеянных скоплений, то в среднем окажется, что чем дальше скопление, тем больше его линейный диаметр. Этот неприемлемый результат исключается при введении поглощения света; д) число галактик до данной видимой величины, наблюдаемых на единице поверхности небесной сферы, резко уменьшается при приближении к плоскости Галактики. Так как нельзя предположить, что галактики располагаются симметрично относительно плоскости Галактики, то остается считать, что наблюдаемое распределение вызвано условиями распределения темной материи в Галактике; е) темная материя наблюдается в других галактиках.

Изучим влияние, оказываемое поглощением света на видимую величину звезды. Пусть  $H$  — поток света звезды на некотором расстоянии  $r$  от нее. Когда свет пройдет элемент пути  $dr$ , то его поток ослабеет. Уменьшение потока  $dH$  вызывается двумя причинами. Во-первых, удалением от звезды. Соответствующий член равен

$$\frac{r^2}{(r+dr)^2} H - H \approx -2H \frac{dr}{r}.$$

Кроме того, интенсивность ослабеет вследствие поглощения. Соответствующий член пропорционален самому потоку и элементу пути:

$$-kH dr.$$

Коэффициент  $k$  характеризует способность среды поглощать свет и называется коэффициентом поглощения на единицу длины. Он зависит от свойств поглощающих свет частиц и пропорционален плотности темного вещества.

Итак,

$$dH = -2H \frac{dr}{r} - kH dr. \quad (36)$$

Разделив на  $H$  и интегрируя, получаем

$$H = cr^{-2}e^{-kr}.$$

Произвольная постоянная  $c$  зависит от светимости звезды. Если  $k=0$ , то получим поток света звезды при отсутствии поглощения

$$H_0 = cr^{-2}.$$

Следовательно,

$$H = H_0 e^{-kr}. \quad (37)$$

Величина  $\tau = kr$  называется оптической толщиной среды.  $q = e^{-k}$  есть коэффициент прозрачности на единицу длины:

$$H = H_0 e^{-kr} = H_0 e^{-\tau} = H_0 q^r. \quad (38)$$

Логарифмируя (37) по основанию 10, умножая на  $-2,5$  и переходя к видимым величинам, получим:

$$m = m_0 + 2,5 \lg e \cdot k \cdot r = m_0 + ar, \quad (39)$$

где введено обозначение

$$a = 2,5 \lg ek \cong 1,086 k. \quad (40)$$

Величину  $a$  (так же как и  $k$ ) принято называть коэффициентом поглощения. Обычно ее рассчитывают на  $1 \text{ кпс}$ , так что если  $r$  выражено в парсеках, равенство (39) примет вид

$$m - m_0 = \frac{ar}{1000}. \quad (41)$$

При постоянном  $a$  ослабление блеска звезды, выраженное в звездных величинах, пропорционально расстоянию. Итак, коэффициент  $a$  показывает, на сколько звездных величин увеличивается видимая величина звезды вследствие поглощения света на расстоянии  $1000 \text{ пс}$ .

При интегрировании (36) мы считали  $k$  постоянным на всем пути луча. Однако в общем случае  $k$  является функцией  $r$ . Тогда в равенстве (38)

$$\tau = \int_0^r k(r) dr. \text{ Соответственно}$$

$$a(r) \approx 1,086 k(r),$$

где  $a(r) dr$  — поглощение в видимых звездных величинах на элементе  $dr$ . Полное поглощение в видимых величинах на всем пути луча примет вид

$$G(r) = m - m_0 = \int_0^r a(r) dr. \quad (42)$$

Функция  $G(r)$  называется функцией поглощения.

§ 123. Избирательное поглощение света. Поглощение света сопровождается покраснением цвета звезды. Это показывает, что поглощение света зависит от длины волны. Лучи синей части спектра поглощаются сильнее красных лучей. В таком случае величина коэффициента поглощения  $a$  должна зависеть от того, какие употребляются видимые величины — фотографические, визуальные или иные.

Напишем равенство (42) для фотографических и визуальных величин:

$$G_p(r) = m_p - m_{0p} = \int_0^r a_p(r) dr,$$

$$G_v(r) = m_v - m_{0v} = \int_0^r a_v(r) dr.$$

Если вычесть из верхнего равенства нижнее и учесть, что  $m_p - m_v$  есть показатель цвета  $CI$ , то получим:

$$CI - CI_0 = \int_0^r [a_p(r) - a_v(r)] dr. \quad (43)$$

Левая часть (43), равная разности наблюдаемого показателя цвета и того показателя цвета, который должен был бы быть у звезды при отсутствии поглощения света, характеризует покраснение. Она называется избытком цвета

звезды или колор-эксцессом ( $CE$ ). Разность  $a_p - a_o = c$  называется коэффициентом избирательного поглощения. Если предположить, что поглощение света повсюду вызывается одним и тем же веществом, то  $a_p$ ,  $a_o$  и  $c$  зависят только от плотности этого вещества и пропорциональны ей. Но тогда отношение

$$\frac{a_p}{c} = \gamma_p \quad (44)$$

не зависит от плотности темного вещества и есть величина постоянная для всех направлений и расстояний.

Получаемое из (43) и (44) равенство

$$CE\gamma_p = \int_0^r \gamma_p \cdot c(r) dr = \int_0^r a_p(r) dr = G_p(r) \quad (45)$$

имеет большое значение для определения поглощения света. Оно показывает, что поглощение света звезды равно произведению избытка цвета звезды на постоянный множитель  $\gamma_p$ . Избыток цвета можно получить, вычитая из наблюдаемого показателя цвета  $CI$  показатель цвета  $CI_o$ , который должен быть у звезды данного спектрального класса при отсутствии поглощения. Величина постоянного множителя  $\gamma_p$  известна достаточно надежно, его определению посвящено значительное число работ. В среднем  $\gamma_p$  можно считать равным 5. Равенство, аналогичное (45), можно написать для поглощения в визуальных величинах.

В случае, если коэффициент поглощения постоянен, равенство (45) имеет вид

$$CE\gamma_p = \frac{a_p \cdot r}{1000}.$$

Метод определения поглощения света звезды по ее избытку цвета в настоящее время считается лучшим из известных методов. Его недостаток заключается в том, что у слабых звезд спектральный класс определяется неуверенно. Кроме того, у звезд данного спектрального класса имеется некоторая, по-видимому небольшая, дисперсия показателей цвета (при отсутствии поглощения). Это должно вносить ошибку в определяемую величину поглощения.

Большой теоретический и практический интерес представляет определение аналитической зависимости между длиной волны и коэффициентом поглощения в данной длине волны. Этот вопрос имеет большую литературу. Можно считать установленным, что в визуальной и фотографической частях спектра с достаточным приближением выполняется закон, согласно которому поглощение обратно пропорционально первой степени длины волны.

Такой закон должен иметь место, если поглощение вызывается твердыми частицами-пылинками с радиусом порядка  $10^{-5}$  см.

§ 124. Поглощение света и зависимость между  $M$  и  $m$ . Рассмотрим какую-нибудь звезду, свет которой не испытывает поглощения. Для нее справедливо равенство

$$m = M + 5 \lg r - 5. \quad (46)$$

Допустим теперь, что пространство между наблюдателем и звездой заполнилось поглощающим свет веществом. Тогда  $M$  и  $r$  останутся прежними, а  $m$  изменится. Следовательно, равенство (46) останется справедливым только в том случае, если в левой части его будет стоять  $m_o$  — видимая величина при отсутствии поглощения. Но  $m_o = m - G(r)$  (см. (42)); поэтому при наличии поглощения

$$m = M + 5 \lg r + G(r) - 5. \quad (47)$$

Формула (47) приобретает вид (46), если ввести так называемое видимое расстояние  $r'$ , определяемое равенством

$$5 \lg r' = 5 \lg r + G(r). \quad (48)$$

В частности, если поглощающая среда однородна, то

$$5 \lg r' = 5 \lg r + \frac{ar}{1000}. \quad (49)$$

Очевидно, что если игнорировать поглощение света и по видимой и абсолютной величине звезды определять расстояние, используя (46), то как раз будет получено видимое расстояние  $r'$ , а не истинное расстояние  $r$ . Так как  $G(r)$  и  $a$  положительны, то видимое расстояние всегда больше истинного. Значит, игнорирование поглощения ведет к преувеличению расстояния.

Если известно поглощение, то переход от видимого расстояния к истинному производится путем решения равенства (48), легко выполняемого методом последовательных приближений. Приведем табл. 9, дающую соотношения истинных и видимых расстояний при различных значениях  $a$ .

Таблица 9

| $\alpha \backslash r$ | 0,5  | 1,0  | 1,5  | 2,0  | 2,5  | 3,0  | 3,5  |
|-----------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| 100                   | 102  | 105  | 107  | 110  | 112  | 115  | 118  |
| 200                   | 209  | 219  | 230  | 241  | 252  | 264  | 277  |
| 300                   | 321  | 344  | 369  | 395  | 423  | 454  | 486  |
| 400                   | 439  | 481  | 527  | 578  | 634  | 695  | 762  |
| 500                   | 561  | 630  | 706  | 793  | 889  | 998  | 1096 |
| 600                   | 689  | 791  | 908  | 1042 | 1197 | 1374 | 1578 |
| 700                   | 822  | 966  | 1135 | 1334 | 1567 | 1841 | 2163 |
| 800                   | 961  | 1156 | 1390 | 1671 | 2009 | 2415 | 2904 |
| 900                   | 1107 | 1361 | 1675 | 2061 | 2535 | 3119 | 3837 |
| 1000                  | 1259 | 1585 | 1995 | 2512 | 3162 | 3981 | 5012 |

Таблица показывает, к каким большим преувеличениям расстояний приводит игнорирование поглощения света. Мы видим также, что относительное преувеличение расстояний у далеких звезд больше, чем у близких. Это и приводит к иллюзии уменьшения звездной плотности с увеличением расстояния и уменьшению отношения  $\frac{N(m+1)}{N(m)}$ .

§ 125. Поглощение света и основное уравнение звездной статистики. Аргументом функции блеска является видимая величина звезд, ослабленная поглощением. Поэтому, повторяя рассуждения при выводе основного уравнения звездной статистики и учитывая поглощение света, мы получим то же уравнение

$$A(m) = \omega \int_0^{\infty} r^2 D(r) \varphi(M) dr, \quad (50)$$

в котором теперь уже

$$M = m - 5 \lg r - G(r) + 5.$$

Напишем уравнение (50) в виде

$$A(m) = \omega \int_0^{\infty} r^2 D(r) \varphi[m - 5 \lg r - G(r) + 5] dr. \quad (51)$$

Допустим теперь, что мы игнорируем поглощение света и решаем уравнение

$$A(m) = \omega \int_0^{\infty} r'^2 D_1(r') \cdot \varphi[m - 5 \lg r' + 5] dr' \quad (52)$$

(здесь мы иначе обозначили переменную интегрирования). Ясно, что  $D_1(r')$ , полученное при решении (52), будет другой функцией, нежели  $D(r)$ , полученное из (51). Назовем  $D_1(r')$  функцией видимой плотности, в отличие от  $D(r)$ , которая есть функция истинной плотности.

При помощи подстановки  $5 \lg r + G(r) = 5 \lg r'$  перейдем в (52) к новой переменной интегрирования  $r$ . Получим

$$A(m) = \omega \int_0^{\infty} r^2 \cdot 10^{0,6G(r)} [1 + 0,2 \ln 10 \cdot r G'(r)] \cdot D_1[r \cdot 10^{0,2G(r)}] \times \\ \times \varphi[m - 5 \lg r - G(r) + 5] dr. \quad (53)$$

Сравнивая (51) и (53), мы видим, что эти уравнения совпадут, если принять

$$D(r) = 10^{0,6G(r)} [1 + 0,2 \ln 10 \cdot r G'(r)] \cdot D_1[r \cdot 10^{0,2G(r)}]. \quad (54)$$

Равенство (54) выражает функцию истинной плотности через функцию видимой плотности.

Таким образом, игнорируя поглощение света и решая основное уравнение звездной статистики, мы получим функцию видимой плотности  $D_1(r')$ . Если функция поглощения  $G(r)$  известна, то (54) дает возможность перейти к функции истинной плотности. Если, наоборот, из каких-нибудь других данных известна функция истинной плотности, то (54) является дифференциальным уравнением для  $G(r)$  и позволяет ее определить. Следовательно, звездные подсчеты позволяют определить одну из функций  $D(r)$  и  $G(r)$ , если другая функция известна.

**§ 126. Формула среднего поглощения света.** Изучение поглощения света в различных направлениях (например, по избыткам цвета звезд) показывает, что величина поглощения максимальна в плоскости Галактики и быстро убывает с увеличением галактической широты. Если сравнить в высоких галактических широтах избытки цвета у близких и далеких объектов, то видно, что в этих широтах, начиная с некоторого расстояния, поглощение практически перестает возрастать. Эти факты показывают, что поглощающая свет материя располагается в Галактике сравнительно тонким слоем близ ее плоскости. К аналогичному выводу легко прийти, рассматривая фотографии других галактик и изучая в них места расположения темной материи.

Предположения о возможной однородности этого тонкого слоя и наличия у него резко обозначенной границы должны быть отвергнуты из динамических соображений. Если считать, что Галактика представляет собой сплюснутую систему с плоскостью симметрии и концентрацией массы к этой плоскости, то плотность распределения любых гравитирующих объектов должна быть функцией, быстро убывающей с увеличением  $z$  — расстояния от плоскости Галактики. Динамические соображения показывают, что эта функция с достаточно хорошим приближением должна представляться барометрической функцией.

Если принять, что плотность темной материи представляется барометрической функцией, то легко получить формулу среднего поглощения для данной галактической широты и данного расстояния. В самом деле, поскольку коэффициент поглощения  $a$  пропорционален плотности, барометрическая формула справедлива и для него. Для данной галактической широты  $b$

и расстояния  $r$  имеем:

$$a(r, b) = a_0 e^{-\frac{r}{\beta}} = a_0 e^{-\frac{r \sin b}{\beta}}. \quad (55)$$

Умножая (55) на  $dr$  и интегрируя от нуля до  $r$ , получим искомую формулу для функции поглощения:

$$G(r, b) = \frac{a_0 \beta}{\sin b} (1 - e^{-\frac{r \sin b}{\beta}}). \quad (56)$$

Как известно, в (55)  $a_0$  представляет значение переменной в основной плоскости. Из (56) действительно следует, что

$$G(r, 0) = a_0 r.$$

Если положить  $r = \infty$ ,  $b = 90^\circ$ , то

$$G(\infty, 90^\circ) = a_0 \beta,$$

из чего следует, что  $\beta$  есть полутолщина, которую имел бы однородный слой темной материи, если бы его плотность была равна плотности темной материи в плоскости Галактики.

Формула (56) получена П. П. Паренаго. Она выведена в предположении справедливости закона (55) и не учитывает флуктуаций в распределении темной материи. Поэтому если нас интересует некоторый индивидуальный объект, то поглощение света лучше находить по избытку цвета этого объекта или определяя каким-нибудь иным образом поглощение в данном направлении или направлении, близком к нему. Формулу (56) для индивидуальных объектов можно использовать лишь при отсутствии других данных о поглощении и при этом следует иметь в виду, что она дает лишь среднее поглощение, а не истинное.

Значение формулы П. П. Паренаго заключается в ее использовании при выполнении статистических работ. В этом случае, при большом материале, охватывающем значительные области неба, роль флуктуаций в поглощении становится несущественной и применение формулы (66) дает хорошие результаты.

В заключение этого параграфа дадим сокращенную сводку определений  $a_0$  и  $a_0 \beta$  рядом авторов (табл. 10 и 11). Значения  $a_0$ , полученные П. П. Паренаго, Вилькенсом и Н. Ф. Флоря, существенно превосходят значения этой

Таблица 10

| Автор    | Год  | $a_0$              | Автор      | Год  | $a_0$             |
|----------|------|--------------------|------------|------|-------------------|
| Тремплер | 1930 | 0 <sup>m</sup> ,67 | Вилькенс   | 1945 | 3 <sup>m</sup> ,2 |
| Джой     | 1933 | 0,85               | Мак-Лафлин | 1945 | 1,05              |
| Бок      | 1939 | 1,0                | Флоря      | 1947 | 3,3               |
| Эйгенсон | 1939 | 1,2                | Дейч       | 1947 | 1,3               |
| Тремплер | 1940 | 0,70               | Вашакидзе  | 1949 | 1,0               |
| Кукаркин | 1940 | 2,0                | Бадалян    | 1949 | 2,05              |
| Камм     | 1944 | 1,36               | Агекян     | 1949 | 1,6               |
| Паренаго | 1945 | 3,5                | Мельников  | 1950 | 1,1               |

Таблица 11

| Автор     | Год  | $a_0 \beta$        |
|-----------|------|--------------------|
| Хабл      | 1934 | 0 <sup>m</sup> ,25 |
| Вильямс   | 1934 | 0,305              |
| Оорт      | 1938 | 0,31               |
| Паренаго  | 1940 | 0,34               |
| Маркарян  | 1946 | 0,23—0,40          |
| Вашакидзе | 1953 | 0,34               |
| Агекян    | 1955 | 0,46               |

величины у других авторов потому, что последние определяли коэффициент поглощения не строго при  $b=0$ , а в некотором интервале галактических широт около плоскости Галактики. Полученная ими величина не есть  $a_0$  — это некоторое среднее  $a$ , зависящее как от величины использованного интервала галактических широт, так и от расстояний использованных объектов.

§ 127. Метод Вашакидзе — Оорта определения звездной плотности. Предположим временно, что звездная плотность и плотность темной материи зависит только от расстояния до плоскости Галактики:

$$D = D(z), \quad a = a(z).$$

Напишем основное интегральное уравнение звездной статистики (50) для некоторого направления с галактической широтой  $b$ , причем переменную интегрирования  $r$  заменим переменной  $z = r \sin b$ :

$$A_b(m) = \omega \operatorname{cosec}^3 b \int_0^{\infty} z^2 D(z) \varphi[m - 5 \lg z + 5 - 5 \lg \operatorname{cosec} b - G(z) \operatorname{cosec} b] dz, \quad (57)$$

где  $G(r) = \int_0^r a(r) dr = \int_0^z a(z) \operatorname{cosec} b dz = G(z) \operatorname{cosec} b$  равно поглощению в данном направлении до расстояния  $z$  от плоскости Галактики, если  $G(z)$  есть поглощение до расстояния  $z$  в направлении на галактический полюс. В уравнении (57) заменим аргумент  $m$  величиной  $m + 5 \lg \operatorname{cosec} b + \bar{G}$ :

$$\begin{aligned} A_b[m + 5 \lg \operatorname{cosec} b + \bar{G}] &= \\ &= \omega \operatorname{cosec}^3 b \int_0^{\infty} z^2 D(z) [m - 5 \lg z + 5 + \bar{G} - G(z) \operatorname{cosec} b] dz. \end{aligned}$$

Подберем  $\bar{G}$  так, чтобы выполнялось равенство

$$\int_0^{\infty} z^2 D(z) \varphi[m - 5 \lg z + 5 + \bar{G} - G(z) \operatorname{cosec} b] dz = \int_0^{\infty} z^2 D(z) \varphi(m - 5 \lg z + 5) dz.$$

Очевидно,  $\bar{G}$  будет иметь смысл некоторого среднего поглощения до звезд величины  $m + 5 \lg \operatorname{cosec} b$ . Поэтому напомним

$$A_b[m + 5 \lg \operatorname{cosec} b + \bar{G}_b] = \omega \operatorname{cosec}^3 b \int_0^{\infty} z^2 D(z) \varphi(m - 5 \lg z + 5) dz. \quad (58)$$

Если  $b = 90^\circ$ , то (58) принимает вид

$$A_{90}[m + \bar{G}_{90}(m)] = \omega \int_0^{\infty} z^2 D(z) \varphi(m - 5 \lg z + 5) dz. \quad (59)$$

Сравнивая формулы (58) и (59), находим:

$$\sin^3 b A_b[m + 5 \lg \operatorname{cosec} b + \bar{G}_b(m + \lg \operatorname{cosec} b)] = A_{90}[m + \bar{G}_{90}(m)]. \quad (60)$$

Обе части равенства (60) можно получить из наблюдений. Некоторые трудности связаны лишь с определением величин поглощения. Если выражения, написанные в левой и правой части (60), действительно окажутся равными, то это может свидетельствовать о справедливости исходного предположения о том, что поверхности одинаковых звездных плотностей представляют собой плоскости, параллельные плоскости Галактики.

Если же левая часть (60) систематически при различных  $b$  отклоняется от  $A_{90}[m + \bar{G}_{90}(m)]$ , то ход соответствующего отношения полученных чисел позволяет судить, как изгибаются поверхности равных звездных плотностей, и тем самым получить представление о поведении функции плотности.

Метод Вашакидзе—Оорта, как это видно из самих свойств метода, должен применяться для определения общего характера поведения функции плотности в больших объемах Галактики. Для исследования звездной плотности в данном направлении он неприменим. Наиболее целесообразно применение этого метода к определению специальной звездной плотности объектов сравнительно высокой светимости и с малой дисперсией абсолютных величин. Первое свойство обеспечивает возможность проникать на большие расстояния, делает метод эффективным. Второе свойство позволяет по  $m$  достаточно уверенно судить о расстоянии; тогда поверхности равной плотности проводятся более надежно.

При малых значениях  $b$  левая часть равенства (60) определяется неуверенно ввиду малости  $\sin^3 b$  и большой величины второго множителя. Поэтому значения  $b$ , меньшие  $25^\circ$ , в методе Вашакидзе—Оорта обычно не используются.

**§ 128. Роль темных туманностей в поглощении света.** В областях низких галактических широт, обычно богатых звездами, встречаются участки с резко пониженным количеством звезд. Первоначально предполагалось, что это реальные пустоты в нашей звездной системе. Впоследствии, однако, были выдвинуты веские аргументы в пользу того, что наблюдающаяся бедность звездами некоторых направлений оказывается лишь видимым явлением, вызванным расположением на не очень большом расстоянии от нас темной туманности, ослабляющей свет лежащих за нею звезд, вследствие чего многие из них становятся ненаблюдаемыми. Эти аргументы следующие: а) ввиду наличия дифференциального галактического вращения невозможно сохранение в галактике вытянутых коридоров, лишенных звезд; б) в темных участках неба наблюдается пониженное число и внегалактических туманностей; в) в темных областях неба у звезд, находящихся на расстоянии 160—260 пс, т. е. таких, которые лежат за предполагаемой темной туманностью, избыток цвета больше, чем в областях неба, богатых звездами. Для более далеких звезд разница в избытках цвета стирается, так как и в светлых областях неба могут быть далекие темные туманности, вызывающие покраснение света лежащих за ними звезд, но не влияющих сильно на общее число звезд, наблюдаемых в этом направлении.

М. Вольф предложил метод изучения главных характеристик темных туманностей, основанный на сравнении интегральной функции блеска в примыкающих друг к другу светлой и темной областях неба. При этом согласно изложенным соображениям предполагается, что наблюдаемые различия в  $N(m)$  объясняются тем, что в темной области находится поглощающая свет туманность.

Произведем подсчеты звезд и построим график функций  $\lg N(m)$  (для светлого участка неба) и  $\lg N_1(m)$  (для темного участка неба). Обычно получаемые графики имеют вид, аналогичный тому, который приведен на рис. 160.

Мы видим, что на участке видимых величин до  $m_1$  кривые почти совпадают. Можно считать, что звезды данных видимых величин в темном участке неба лежат ближе туманности и потому влияние туманности еще не сказывается. Начиная со значения аргумента  $m_1$ , кривые постепенно расходятся, так как рост функции  $\lg N_1(m)$  замедляется. Это показывает, что стало заметным влияние темной туманности. Следовательно, туманность начинается на среднем расстоянии звезд видимой величины  $m_1$ . Так как среднее расстояние звезд  $r(m_1)$  величины  $m_1$  для данной галактической широты известно\*), то определяется расстояние, где начинается туманность. В точке  $m=m_2$  расхождение кривых закончилось и в дальнейшем они практически параллельны. Следова-

\*) Среднее расстояние звезд данной величины лучше всего определяется кинематическими методами.



тельно, туманность заканчивается на расстоянии  $\bar{r}(m_2)$ . Величина  $\bar{r}(m_2) - \bar{r}(m_1)$  дает, очевидно, протяженность туманности по лучу зрения. Расстояние по горизонтали между параллельными участками кривых дает  $\Delta m$  — полное поглощение света темной туманностью. В самом деле, в этой области аргумента  $N(m) = N_1(m + \Delta m)$ , что и должно быть, если поглощение туманности равно  $\Delta m$  (звезды, лежащие впереди туманности, теоретически должны искажать это равенство, но близкие звезды малочисленны и в этом месте кривой их влияние практически не сказывается).

Диаграмму Вольфа можно строить также, откладывая на оси ординат  $\lg A(m)$ , где  $A(m)$  — число звезд с видимыми величинами, заключенными между  $m - \frac{1}{2}$  и

$m + \frac{1}{2}$ . Рассуждения при этом будут аналогичны уже приведенным.

Развитие метода Вольфа возможно при помощи подсчетов, выполняемых в различных лучах. Примером может служить исследование Франклином темной туманности в Лебеде. Подсчитывались звезды в фотографических лучах до  $17^m$ , 5 ( $P \leq 17,5$ ) и в красных лучах до  $16^m, 5$  ( $R \leq 16,5$ ), в светлой области и двух примыкающих к ней темных областях. Получены диаграммы,

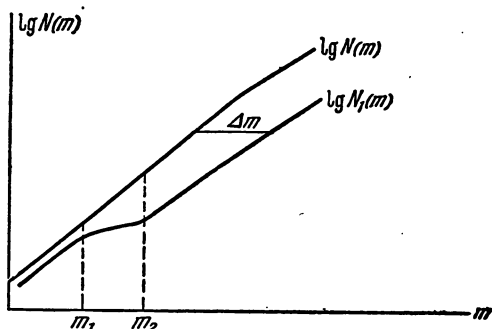


Рис. 160.

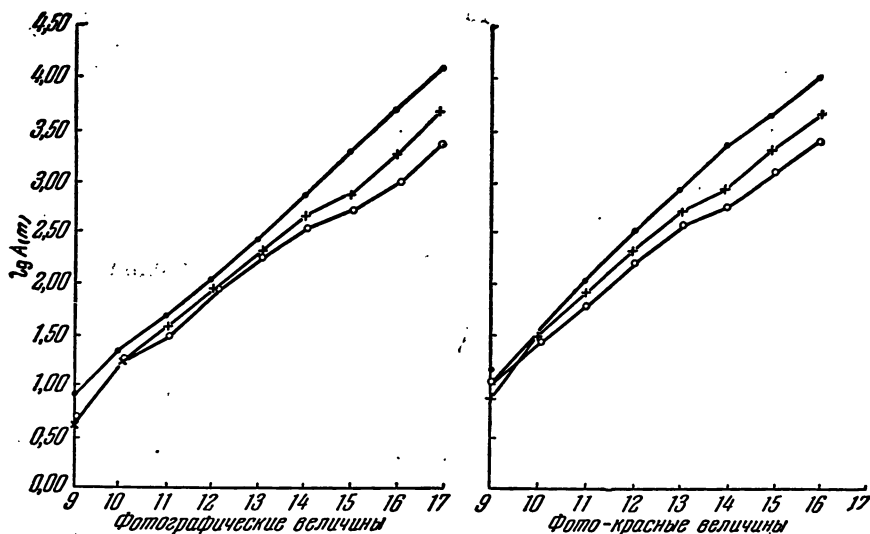


Рис. 161.

приведенные на рис. 161. Эти диаграммы довольно отчетливо показывают влияние темной туманности. По этим графикам Франклин оценил расстояние до темной туманности в  $1600 \text{ пс}$  и нашел, что отношение поглощения в красных лучах к поглощению в фотографических лучах составляет 0,60. Диаграмма показывает, что для одной из темных областей поглощение в фотографических лучах может быть оценено в  $1,0 - 1^m, 2$ , а для другой в  $1,8 - 2^m, 0$ .

Применение метода Вольфа к различным темным туманностям показало, что он дает систематические ошибки, преувеличивая протяженность туман-

ности по лучу зрения. Поперечные линейные размеры туманностей, определенные по расстояниям до них и наблюдаемым угловым размерам, обычно в десятки раз меньше протяженности по лучу зрения. Из этого следовало бы, что темные туманности — это очень вытянутые образования, нацеленные точно на наблюдателя, чего в действительности быть не может.

Как показал К. Ф. Огородников, недостатком метода Вольфа, приводящим к серьезным искажениям характеристик туманностей, является то, что он не учитывает дисперсии в абсолютных величинах звезд. В самом деле, звезды, расположенные внутри темной туманности, должны иметь самые различные видимые величины, а не только такие, которые заключены между  $m_1$  и  $m_2$ . Поэтому участок, где кривые расходятся, преувеличен, что влечет за собой преувеличение протяженности туманности по лучу зрения.

К. Ф. Огородников усовершенствовал метод Вольфа так, чтобы учитывалась дисперсия функции светимости. Метод стал свободен от систематических ошибок. Однако вследствие случайных флуктуаций в распределении ярких звезд метод Вольфа и после его усовершенствования не дает вполне надежных значений расстояний и линейных размеров отдельных темных туманностей.

Значительно более уверенно в методе Вольфа получается полное поглощение  $\Delta m$ , поскольку оно определяется участками кривых в области слабых звезд и роль случайных флуктуаций здесь невелика. Определенное таким образом полное поглощение темных туманностей оказалось весьма значительным: свыше  $1^m$  и даже  $2^m$ . При этом, однако, следует иметь в виду, что исследовались наиболее темные участки неба, заключающие в себе самые массивные темные туманности. Такие темные туманности, резко выделяющиеся на небе, получили название «угольных мешков».

Примерно до сороковых годов нашего столетия считали, что темная материя непрерывным образом заполняет области близ галактической плоскости и, кроме того, она собрана в отдельные, сравнительно немногочисленные, но обширные и плотные туманности — угольные мешки. Затем, однако, представления о макроструктуре вещества, поглощающего свет, изменились.

В 1938 г. В. А. Амбарцумян и Ш. Г. Горделадзе исследовали вопрос о связи светлых диффузных туманностей с освещающими их звездами. Изложим их метод.

Пусть  $R$  — расстояние от туманности до освещающей ее звезды, а  $L$  — светимость звезды. Тогда если предположить, что туманность отражает весь падающий на нее свет, то наблюдаемая с той же звезды одна квадратная минута поверхности туманности будет посылать столько отраженной световой энергии, что ее количество, падающее в единицу времени на  $1 \text{ см}^2$  поверхности звезды, равно

$$H = \frac{L}{4\pi (3438)^2} \frac{1}{4\pi R^2} \quad (61)$$

Здесь 3438 есть число минут дуги в радиане.

Но, как известно, поверхностная яркость протяженных объектов от расстояния не зависит, поэтому количество энергии, падающей на  $1 \text{ см}^2$  Земли от одной квадратной минуты поверхности туманности, наблюдаемой с Земли, также определяется выражением (61). Логарифмируя (61), умножая на  $-2,5$ , и учитывая, что абсолютная величина звезды есть

$$M = -2,5 \lg \frac{L}{4\pi 10^2},$$

получаем:

$$m_n = M + 5 \lg R + 15,43, \quad (62)$$

где  $m_n$  — видимая величина 1 кв. минуты дуги туманности.

Статистика светлых туманностей проведена на 60-дюймовом рефлекторе обсерватории Маунт Вилсон при часовой экспозиции. Это дало предельную величину для  $m_n$ , равную  $14^m, 36$ . Поэтому, заменяя  $m_n$  этим числом и решая (62) относительно  $R$ , найдем для данной  $M$  предельное расстояние звезды от туманности, при котором последняя еще получается на photographиях:

$$R_0 = 0,611 \cdot 10^{-0,2M}.$$

Следовательно, объем пространства, настолько освещаемого звездой, что попавшая в него диффузная туманность становится видна, равен

$$v(M) = \frac{4}{3} \pi R_0^3 = 0,955 \cdot 10^{-0,6M}. \quad (63)$$

Чтобы определить долю пространства Галактики, достаточно освещенную звездами данного спектрального класса, необходимо умножить  $v(M)$  на число звезд этого спектрального класса в  $1 \text{ пс}^3$  с абсолютными величинами между  $M$  и  $M + dM$  и проинтегрировать по всем  $M$ :

$$P_{Sp} = 0,955 D_{Sp} \int_{-\infty}^{+\infty} 10^{-0,6M} \varphi_{Sp}(M) dM. \quad (64)$$

Здесь, очевидно,  $\varphi_{Sp}(M)$  — нормированная функция (см. конец § 143).

Для вычисления  $P_{Sp}$  по формуле (64) необходимо знание  $D_{Sp}$  и  $\varphi_{Sp}$ , которые, однако, известны плохо. Поэтому для вычисления правой части (64) удобнее воспользоваться основным уравнением звездной статистики, написанным для звезд данного спектрального класса:

$$A_{Sp}(m) = \omega \int_0^{\infty} r^2 D_{Sp}(r) \varphi_{Sp}(M) dr. \quad (65)$$

Если ограничиться подсчетом только ярких звезд (расположенных, в среднем, близко к нам), то, во-первых, можно пренебречь поглощением, а во-вторых, парциальную звездную плотность можно считать постоянной. В таком случае, переходя при помощи соотношения

$$M = m - 5 \lg r + 5$$

к новой переменной интегрирования  $M$ , получим:

$$A_{Sp}(m) = 200 \ln 10 \omega D_{Sp} 10^{0,6m} \int_{-\infty}^{+\infty} 10^{-0,6M} \varphi_{Sp}(M) dM. \quad (66)$$

Разделив (64) на (66), решив полученное равенство относительно  $P_{Sp}$  и подсчитав численный коэффициент, найдем:

$$P_{Sp} = 0,00207 \frac{1}{\omega} A_{Sp}(m) 10^{-0,6m}. \quad (67)$$

Формула (67) позволяет сравнительно легко получить значения  $P_{Sp}$ . Используя звезды с видимыми величинами от 2,0 до 5,0 каталога ярких звезд Шлезингера, В. А. Амбарцумян получил значения  $P_{Sp}$  для различных спектральных классов, приведенные в табл. 12.

Число диффузных туманностей, для которых удалось определить спектры освещающих их звезд, в настоящее время составляет 234. В третьем столбце табл. 12 приводятся ожидаемые числа диффузных туманностей, освещенных звездами каждого спектрального класса, если бы эти числа были строго пропорциональны объемам, освещаемым звездами каждого спектрального класса.

Таблица 12

| Спектр      | $P_{Sp}$ | Ожидаемое число | Действительное число |
|-------------|----------|-----------------|----------------------|
| O           | 0,00002  | 11              | 47                   |
| B0          | 0,00002  | 11              | 23                   |
| B1—B9       | 0,00022  | 120             | 122                  |
| A           | 0,00006  | 33              | 28                   |
| F           | 0,00005  | 27              | 6                    |
| G           | 0,000010 | 5               | 1                    |
| K           | 0,000045 | 25              | 5                    |
| M           | 0,000005 | 2               | 2                    |
| Сумма . . . | 0,00043  | 234             | 234                  |

В четвертом столбце дано действительное число диффузных туманностей, освещенных звездами каждого спектрального класса, по данным Цедерблада.

Сравнение 3-го и 4-го столбцов показывает, что, безусловно, существует тесная зависимость между объемом, освещаемым звездами каждого спектрального класса, и числом диффузных туманностей, освещенных этими звездами. Поэтому предположение о том, что встречи между звездами и диффузными туманностями носят случайный характер, в целом следует считать

правильным. С другой стороны, наблюдается явное превышение числа наблюдаемых диффузных туманностей над ожидаемым у звезд спектральных классов O и B0 и, наоборот, недостаток наблюдаемых туманностей для звезд спектральных классов F, G и K. Это явление можно объяснить двумя причинами. Первая из них состоит в том, что диффузные туманности содержат водород, а водород обладает свойством перерабатывать коротковолновое излучение звезд в видимое излучение. В результате яркость диффузных туманностей, освещаемых горячими звездами O и B0, имеющими мощное коротковолновое излучение, дополнительно усиливается, так что объем пространства, освещенного этими звездами, фактически больше того, который получается при вычислении по формуле (67). Кроме того, исследования горячих гигантов и диффузных туманностей, произведенные в последние годы, свидетельствуют о возможной генетической связи между ними. В таком случае анализ таблицы позволяет предположить, что у звезд классов B1—B9 и A связь с диффузными туманностями уже слабее, но еще ощущается, у звезд же поздних классов ее нет вовсе.

Сумма всех  $P_{Sp}$  показывает, что лишь  $\frac{1}{2300}$  часть пространства достаточно освещена для того, чтобы попавшие туда диффузные туманности стали видимыми. Поэтому из доказанной случайности встреч звезд и диффузных туманностей следует, что неосвещенных, т. е. темных туманностей, должно быть в 2300 раз больше, чем светлых. Светлых туманностей в цилиндрическом слое с радиусом около 1500 пс и осью, проходящей через Солнце перпендикулярно к плоскости Галактики, при фотографировании с часовой экспозицией на 60-дюймовом рефлекторе обсерватории Маунт Вилсон обнаружено 250. Следовательно, в этом же слое темных диффузных туманностей должно быть  $250 \times 2300 \approx 580\,000$ . Так как радиус Галактики примерно в девять раз больше, чем радиус указанного цилиндрического слоя, то общее число темных туманностей в Галактике должно быть оценено в  $5,8 \cdot 10^5 \cdot 9^2 \approx 5 \cdot 10^7$ . Полученное число следует в несколько раз уменьшить, если учесть флуоресценцию газа в туманностях и наличие генетической связи между туманностями и горячими гигантами. Тем не менее число темных туманностей должно превосходить 10 миллионов. Этот результат позволил В. А. Амбарцумяну впервые выдвинуть предположение о том, что поглощение света в Галактике в основном производится множеством отдельных темных туманностей. Эта важная мысль в дальнейшем была подтверждена другими исследованиями.

§ 129. Теория флуктуаций яркости поля. Вывод о клочкообразной структуре поглощающего свет вещества послужил В. А. Амбарцумяну исходной предпосылкой для создания теории флуктуаций в видимом распределении

галактик и яркости Млечного Пути. В разработке этой теории приняли участие также Б. Е. Маркарян, Г. И. Русаков, Т. А. Агекян, С. Чандрасекар, Мюнх и другие. В этом параграфе изложены в несколько более общем виде основные положения теории В. А. Амбарцумяна. Как мы уже отмечали, на небе имеется ряд участков с резко пониженным числом звезд. Однако если игнорировать эти особые области и рассмотреть обыкновенные участки, расположенные на одной широте, то и они показывают значительные колебания в числе звезд до данной видимой величины. Так, согласно данным Б. Е. Маркаряна, квадрат среднеквадратичной относительной флуктуации числа звезд по данной величине

$$\sigma_N^2 = \frac{\overline{N^2(m)} - \overline{N(m)}^2}{\overline{N(m)}^2} \quad (68)$$

принимает, в зависимости от галактической широты  $b$ , значения, приведенные в табл. 13.

В столбце  $\sigma_I^2$  помещена аналогичная среднеквадратичная относительная флуктуация поверхностной яркости звездного неба. Если считать, что поверхностная яркость неба складывается только из блеска звезд, то, если выполнены звездные подсчеты, она может быть вычислена по следующей формуле:

$$I = c \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left[ N\left(m + \frac{1}{2}\right) - N\left(m - \frac{1}{2}\right) \right] 10^{-0,4m} = c \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A(m) 10^{-0,4m}. \quad (69)$$

Здесь  $c \cdot 10^{-0,4m}$  равно, как известно, блеску звезды, причем  $c$  зависит от единицы измерения и при нахождении  $\sigma_I^2$ , очевидно, исключается. Формально, для нахождения  $I$  требуются подсчеты звезд во всем диапазоне  $m$ . Однако при возрастании  $m$  на единицу множитель  $10^{-0,4m}$  уменьшается в 2,5 раза, а множитель  $A(m)$ , как это легко вычислить при помощи табл. 3, уже начиная с  $m=12$ , при увеличении видимой величины на единицу возрастает меньше, чем в 2,5 раза (даже для галактической широты  $0^\circ$ ), причем дальнейший рост  $A(m)$  продолжает заметно замедляться. Для высоких галактических широт рост  $A(m)$  происходит еще медленнее. Поэтому звезды до  $18^m$  (а именно эта величина является предельной в табл. 12) определяют большую часть поверхностной яркости звездного неба.

Как показывает табл. 12, среднеквадратичные флуктуации чисел звезд и поверхностных яркостей сходны между собой (что естественно, так как поверхностная яркость определяется числом звезд) и возрастают по мере уменьшения  $b$ .

Можно выдвинуть следующие возможные причины наблюдаемых флуктуаций: а) естественные флуктуации в пространственном распределении звезд; б) физические группировки звезд (звездные скопления, звездные ассоциации и др.); в) ошибки в предельных звездных величинах; г) флуктуации в межзвездном поглощении света.

Естественная среднеквадратичная относительная флуктуация определяется, как известно, равенством

$$\sigma_{\text{ест}}^2 = \frac{1}{\overline{N(m)}}.$$

Поэтому она должна убывать при уменьшении  $b$ , так как  $\overline{N(m)}$  при этом возрастает. Следовательно, она дает ход, противоположный наблюдаемому.

Т а б л и ц а 13

| $b$                                 | $\sigma_N^2$ | $\sigma_I^2$ | $\sigma_{\text{ест}}^2$ |
|-------------------------------------|--------------|--------------|-------------------------|
| от $\pm 5$ до $0^\circ$             | 0,116        | 0,115        | 0,001                   |
| от $\pm 8$ до $\pm 11^\circ$        | 0,079        | 0,078        | 0,001                   |
| от $\pm 28^\circ$ до $\pm 32^\circ$ | 0,027        | 0,023        | 0,004                   |
| от $\pm 38^\circ$ до $\pm 43^\circ$ | 0,027        | 0,019        | 0,008                   |

Кроме того, как показывают данные столбца  $\sigma_{\text{ест}}^2$ , полученные для того же материала, естественные флуктуации звезд слишком малы.

Влияние скоплений звезд не может быть значительным, так как в эти образования входит сравнительно небольшая часть звезд. Подавляющая масса звезд относится к звездному полю. Более существенна, по-видимому, роль звездных ассоциаций, которые хотя и малочисленны, но содержат звезды высокой светимости. Однако в каждой ассоциации число звезд невелико и поэтому они должны сильнее проявляться в флуктуациях общей яркости неба, чем в флуктуациях чисел звезд.

Выполненное Б. Е. Маркаряном исследование показало, что флуктуации, вызванные ошибками в предельных значениях  $m$ , также должны быть очень малы в сравнении с наблюдаемыми флуктуациями. Поэтому он пришел к выводу, что его анализ подтверждает предположение В. А. Амбарцумяна, что флуктуации в наблюдаемых числах звезд вызваны главным образом облаками темной материи.

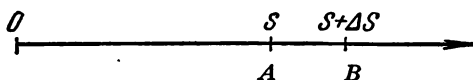


Рис. 162.

Рассмотрим общую задачу, которая может быть применена для исследования флуктуаций в распределении различных объектов.

Пусть в некотором поле имеется излучающая свет (светлая) материя и поглощающая свет (темная) материя. Оба вида материи могут, с одной стороны, непрерывно заполнять пространство согласно некоторому закону плотности, а с другой стороны, образовывать сгущения, которые тоже распределены по некоторому закону с естественными флуктуациями.

Рассмотрим произвольное направление  $S$ . Расстояние от начала координат некоторой точки  $A$  в этом направлении равно  $s$ .

Пусть  $\eta(s)$  — излучение единичного объема в единичном телесном угле непрерывно распределенной светлой материи,  $\tau(s)$  — оптическая толщина на единицу пути непрерывной темной материи,  $\kappa(s)$  — вероятность встретить темное облако на единице пути,  $\lambda(s)$  — вероятность встретить светлое сгущение на единице пути,  $\varphi(q)$  — нормированная функция распределения коэффициентов прозрачности темных облаков,  $\xi$  — излучение в единичном телесном угле материи светлого сгущения, находящейся в цилиндре, ось которого совпадает с  $S$ , а площадь основания равна единице,  $\chi(\xi)$  — нормированная функция распределения.

Вероятность пронаблюдать из точки  $A$  в направлении  $S$  поверхностную яркость поля, не превосходящую  $x$ , обозначим  $\psi(x, s)$ . Рассмотрим также на направлении  $S$  точку  $B$ , расстояние которой от начала координат равно  $s + \Delta s$  (рис. 162). Мы будем считать величину  $\Delta s$  малой.

Определим, при каких условиях в точке  $B$  и на отрезке  $\Delta s$  наблюдаемая из точки  $A$  в направлении  $S$  яркость поля не превзойдет  $x$ . Это осуществится при одном из следующих трех несовместных событий.

Первое событие состоит в том, что наблюдаемая из точки  $B$  в направлении  $S$  яркость не превосходит  $x + \chi \tau \Delta s - \eta \Delta s$  [вероятность этого равна  $\psi(x + \chi \tau \Delta s - \eta \Delta s, s + \Delta s)$ ], а на участке  $\Delta s$  нет ни темного, ни светлого сгущения. В самом деле, тогда за счет непрерывной темной материи на участке  $\Delta s$  интенсивность излучения уменьшится на  $\chi \tau \Delta s$ , а за счет непрерывной светлой материи она возрастет на  $\eta \Delta s$  и, следовательно, в точке  $A$  наблюдаемая яркость не превзойдет  $x$ . Вероятность того, что на участке  $\Delta s$  нет ни светлого, ни темного сгущения, равна  $(1 - \kappa \Delta s)(1 - \lambda \Delta s) = 1 - \kappa \Delta s - \lambda \Delta s + O(\Delta s^2)$ , где  $O(\Delta s^2)$  — величина второго порядка малости относительно  $\Delta s$ , которой мы в дальней-

шем пренебрежем. Поэтому на основании теоремы умножения вероятностей вероятность первого события равна

$$\psi(x + x\tau\Delta s - \eta\Delta s, s + \Delta s)(1 - \kappa\Delta s - \lambda\Delta s). \quad (70)$$

Второе событие состоит в том, что наблюдаемая из  $B$  яркость не превосходит  $x/q$ , а на участке  $\Delta s$  имеется темное облако с коэффициентом прозрачности  $q$ . Вероятность этого события равна

$$\kappa\Delta s \int_0^1 \psi\left(\frac{x}{q}, s + \Delta s\right) \varphi(q) dq, \quad (71)$$

причем мы помножили на  $\varphi(q) dq$  и проинтегрировали по всем  $q$ , чтобы учесть возможность всех значений коэффициентов прозрачности темных облаков. Заметим, что при определении условий второго события мы не стали учитывать влияния непрерывной светлой и темной материи. Это объясняется тем, что выражение (71) уже само первого порядка малости относительно  $\Delta s$  и внесение в аргумент  $\psi$  величины  $x\tau\Delta s - \eta\Delta s$  для учета непрерывной материи сообщит этому выражению изменение второго порядка малости, которыми мы пренебрегаем.

Третье событие состоит в том, что в точке  $B$  наблюдаемая яркость не превосходит  $x - \xi$ , а на участке  $\Delta s$  имеется светлое сгущение с количеством излучения  $\xi$ . Вероятность этого события с учетом различных возможных значений  $\xi$  равна

$$\lambda\Delta s \int_{\xi}^{\infty} \psi(x - \xi, s + \Delta s) \chi(\xi) d\xi, \quad (72)$$

причем значение нижнего предела интегрирования определяется тем, что яркость  $x - \xi$  не может быть отрицательной.

Возможностями получить в точке  $A$  яркость не превосходящую  $x$ , когда на участке  $\Delta s$  имеется два и более сгущения какого-нибудь рода, мы пренебрежем, так как вероятности этих событий — второго и более высокого порядка малости относительно  $\Delta s$ .

Так как первое, второе и третье события несовместны, то согласно теореме сложения вероятностей  $\psi(x, s)$  равна сумме (70), (71) и (72):

$$\begin{aligned} & \psi(x + x\tau\Delta s - \eta\Delta s, s + \Delta s)(1 - \kappa\Delta s - \lambda\Delta s) + \\ & + \kappa\Delta s \int_0^1 \psi\left(\frac{x}{q}, s + \Delta s\right) \varphi(q) dq + \lambda\Delta s \int_{\xi}^{\infty} \psi(x - \xi, s + \Delta s) \chi(\xi) d\xi = \psi(x, s). \end{aligned} \quad (73)$$

Разложим в уравнении (73)  $\psi(x + x\tau\Delta s - \eta\Delta s, s + \Delta s)$  в ряд Тэйлора по первому аргументу, перенесем член  $\psi(x, s)$  в левую часть уравнения, разделим уравнение на  $\Delta s$ , устремим  $\Delta s$  к нулю и совершим предельный переход. Получим

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \psi(x, s)}{\partial s} - (\kappa + \lambda) \psi(x, s) + (x\tau - \eta) \psi'_x(x, s) + \\ & + \kappa \int_0^1 \psi\left(\frac{x}{q}, s\right) \varphi(q) dq + \lambda \int_{\xi}^{\infty} \psi(x - \xi, s) \chi(\xi) d\xi = 0. \end{aligned} \quad (74)$$

Уравнение (74) является основным уравнением теории флуктуаций.

Продифференцируем (74) по  $x$ , что даст возможность перейти к дифференциальной функции распределения  $f(x, s) = \psi'_x(x, s)$ :

$$\frac{\partial f(x, s)}{\partial s} - (\kappa + \lambda) f(x, s) + [(x\tau - \eta) f(x, s)]'_x + \\ + \kappa \int_0^1 f\left(\frac{x}{q}, s\right) \frac{1}{q} \varphi(q) dq + \lambda \int_{\xi}^{\infty} f(x - \xi, s) \chi(\xi) d\xi = 0. \quad (75)$$

Помножим (75) на  $x^n dx$  и проинтегрируем по  $x$  от нуля до  $\infty$ . Обозначим через  $\mu_n(s)$  начальный момент  $n$ -го порядка функции  $f(x, s)$ :

$$\mu_n(s) = \int_0^{\infty} x^n f(x, s) dx. \quad (76)$$

Тогда, учитывая, что  $f(x, s)$  при  $x \rightarrow \infty$  должно стремиться к нулю быстрее, чем любая степень  $1/x$ , имеем:

$$\int_0^{\infty} x^n [(x\tau - \eta) f(x, s)]' dx = \\ = x^n (x\tau - \eta) f(x, s) \Big|_0^{\infty} - n \int_0^{\infty} x^{n-1} (x\tau - \eta) f(x, s) dx = -n\tau\mu_n + n\eta\mu_{n-1}, \\ \int_0^{\infty} x^n dx \int_0^1 f\left(\frac{x}{q}, s\right) \frac{1}{q} \varphi(q) dq = \int_0^1 q^n \varphi(q) dq \int_0^{\infty} \left(\frac{x}{q}\right)^n f\left(\frac{x}{q}, s\right) d\frac{x}{q} = \bar{q}^n \mu_n(s), \\ \int_0^{\infty} x^n dx \int_{\xi}^{\infty} f(x - \xi, s) \chi(\xi) d\xi = \int_0^{\infty} \chi(\xi) d\xi \int_0^{\infty} (x + \xi)^n f(x, s) dx = \\ = \int_0^{\infty} \chi(\xi) d\xi \sum_{k=0}^{\infty} C_n^k \xi^k \mu_{n-k} = \sum_{k=0}^n C_n^k \bar{\xi}^k \mu_{n-k} = \mu_n + \sum_{k=1}^n C_n^k \bar{\xi}^k \mu_{n-k},$$

и уравнение (75) преобразуется в следующее:

$$\frac{d\mu_n}{ds} - [\kappa(1 - \bar{q}^n) + n\tau] \mu_n + n\eta\mu_{n-1} + \lambda \sum_{k=1}^n C_n^k \bar{\xi}^k \mu_{n-k} = 0. \quad (77)$$

Здесь  $\bar{q}^n$  — среднее значение  $n$ -й степени коэффициента прозрачности, а  $\bar{\xi}^k$  — среднее значение  $n$ -й степени  $\xi$ .

Уравнение (77) является общим уравнением теории флуктуаций в моментах. Это уравнение удобно для использования при решении конкретных задач.

**§ 130. Флуктуации поверхностной яркости Галактики.** Для применения полученного уравнения (77) к распределению галактической составляющей поверхностной яркости неба нужно определить, какое свойство, непрерывность или дискретность, преобладает в строении светлой и темной материи Галактики. Для темной материи необходимый вывод нами уже сделан в § 124. Мы должны считать, что темная (пылевая) материя Галактики в основном входит в состав отдельных облаков, а непрерывный субстрат темной материи имеет малое значение и им можно пренебречь. Таким образом, в данной конкретной задаче  $\tau(s) \equiv 0$  и  $\kappa(s) > 0$ .

Светлой материей в Галактике являются звезды. Хотя звезды являются дискретными телами, но в данном случае важно то, что в объеме простран-



ства между двумя соседними пылевыми облаками находится в среднем довольно большое число звезд. Поэтому правильнее рассматривать звездную материю как распределенную непрерывно. Если бы значительная часть звезд входила в состав звездных скоплений, расстояния между которыми были бы сравнимы с расстояниями между темными облаками, то нужно было бы считать, что светлая материя Галактики выступает в форме сгущений. Но лишь небольшая часть звезд входит в состав звездных скоплений и потому можно принять, что  $\eta(s) > 0$  и  $\lambda(s) \equiv 0$ .

Таким образом, для поверхностной яркости Галактики уравнение (77) может быть написано в таком упрощенном виде:

$$\frac{d\mu_n}{ds} - \kappa(1 - \bar{q}^n)\mu_n + n\eta\mu_{n-1} = 0. \quad (78)$$

Уравнение (78) является линейным дифференциальным уравнением относительно  $\mu_n(s)$ . Решая его находим:

$$\mu_n = ne^{(1-\bar{q}^n) \int \kappa ds} \int_s^\infty \eta\mu_{n-1} e^{-(1-\bar{q}^n) \int \kappa ds} ds, \quad (79)$$

причем произвольная постоянная определялась из того условия, что  $x=0$  при  $s=\infty$  и, следовательно,  $\mu_n=0$ .

Поскольку  $\mu_0=1$ , рекуррентная формула (79) дает в принципе возможность получить выражения для моментов  $\mu_n$  при любых функциях  $\eta(s)$  и  $\kappa(s)$ .

Рассмотрим частный случай, когда функции  $\eta(s)$  и  $\kappa(s)$  отличаются лишь на постоянный множитель  $h$ :

$$\eta(s) = h\kappa(s). \quad (80)$$

Если считать, что основу светящейся материи Галактики составляют звезды, концентрация которых к плоскости Галактики сравнима с концентрацией к этой плоскости темной материи, то можно считать условие (80) приблизительно выполняющимся.

Тогда, написав (80) для  $n=1$  и имея в виду, что  $\mu_0=1$ , получим:

$$\mu_1(s) = he^{(1-\bar{q}) \int \kappa(s) ds} \int_s^\infty \kappa(s) e^{-(1-\bar{q}) \int \kappa(s) ds} ds \quad (81)$$

и после выполнения интегрирования

$$\mu_1(s) = \frac{h}{1-\bar{q}} \left[ 1 - e^{-(1-\bar{q}) \int_s^\infty \kappa(s) ds} \right]. \quad (82)$$

Аналогично интегрирование выполняется для  $\mu_2$  подстановкой (82) в (79) и т. д. для любого значения  $n$ . Методом математической индукции получим формулу для  $\mu_n$ :

$$\mu_n(s) = n! h^n \sum_{i=0}^n \frac{\bar{q}^i - \bar{q}^1}{\prod_{j=0}^n (\bar{q}^i - \bar{q}^j)} e^{-(1-\bar{q}^1) \int_s^\infty \kappa(s) ds} \quad (83)$$

Нас интересует случай, когда наблюдатель находится в точке  $s=0$ . В таком случае

$$\mu_n(0) = n! h^n \sum_{i=0}^n \frac{\bar{q}^i - \bar{q}^i}{\prod_{j=0}^i (\bar{q}^i - \bar{q}^j)} e^{-(1-\bar{q}^i) \int_0^\infty \kappa(s) ds} \quad (84)$$

Если  $\kappa$  зависит только от расстояния до плоскости Галактики, то при любой конкретной форме этой зависимости будет выполняться равенство

$$\int_0^\infty \kappa(s) ds = \zeta \operatorname{cosec} b, \quad (85)$$

где  $\zeta$  — математическое ожидание числа темных облаков в направлении на галактический полюс,  $b$  — галактическая широта. §

В этом случае, например, для первых двух моментов, формула (84) дает:

$$\left. \begin{aligned} \mu_1(0) &= \frac{h}{1-\bar{q}} [1 - e^{-(1-\bar{q}) \zeta \operatorname{cosec} b}], \\ \mu_2(0) &= 2h^2 \left[ \frac{1}{(1-\bar{q})(1-\bar{q}^2)} + \frac{1}{(\bar{q}-1)(\bar{q}-\bar{q}^2)} e^{-(1-\bar{q}) \zeta \operatorname{cosec} b} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{(\bar{q}^2-\bar{q})(\bar{q}^2-1)} e^{-(1-\bar{q}) \zeta \operatorname{cosec} b} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (86)$$

Если коэффициенты прозрачности всех облаков одинаковы и равны  $q$ , то формулы (86) приобретают вид

$$\left. \begin{aligned} \mu_1(0) &= \frac{h}{1-q} [1 - e^{-(1-q) \zeta \operatorname{cosec} b}], \\ \mu_2(0) &= \frac{2h^2}{(1-q)^2} \left[ \frac{1}{1+q} + \frac{1}{q} e^{-(1-q) \zeta \operatorname{cosec} b} + \frac{1}{q(1+q)} e^{-(1-q^2) \zeta \operatorname{cosec} b} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

Особенно простой вид имеют формулы (86) для направлений, лежащих в галактической плоскости, т. е. для  $b=0$ :

$$\left. \begin{aligned} \mu_1 &= \frac{h}{1-q}, \\ \mu_2 &= \frac{2h^2}{(1-q)(1-q^2)}. \end{aligned} \right\} \quad (88)$$

Если вычислить, используя наблюдательные данные,  $\mu_1(0)$  и  $\mu_2(0)$  для различных  $b$ , то формулы (87) позволяют выписать две системы избыточных уравнений, решение которых дает величины  $q$ ,  $\zeta$  и  $h$ .

Среднее поглощение в одной темной туманности  $\Delta m = -2,5 \lg q$ , определенное рядом авторов на основе флуктуаций яркости Галактики, а также флуктуаций яркости Метагалактики (см. § 187), получилось равным  $0,20-0^m,30$ , а математическое ожидание числа темных облаков в направлениях на галактические полюсы  $\zeta$  оказывается в пределах  $1-1,5$ .

Среднеквадратичная относительная флуктуация яркости выражается через моменты следующим образом:

$$\delta^2 = \frac{\mu_2 - \mu_1^2}{\mu_1^2}.$$

Исследуя это выражение, при помощи (87) нетрудно доказать (рекомендуем сделать это читателю), что  $\sigma^2$  должно возрастать с уменьшением  $b$ . Это согласуется с данными табл. 13 и показывает, что предположение об основной роли темных облаков в наблюдаемых флуктуациях яркости Млечного Пути правильно.

**§ 131. Основные черты строения Галактики.** В первом приближении Галактику можно считать сплюснутым эллипсоидом вращения. Основаниями для этого утверждения являются: ход функции  $N(m)$  в зависимости от галактической широты и долготы; динамические соображения, опирающиеся на данные о вращении Галактики; наблюдаемая форма других галактик, имеющих звездный состав, сходный со звездным составом нашей Галактики.

Плоскость симметрии этого эллипсоида, галактическая плоскость, наклонена к плоскости небесного экватора под углом, приблизительно равным  $62^\circ$ , а долгота ее восходящего узла  $\sim 280^\circ$  (см. § 111).

Направление на центр Галактики можно определить несколькими методами. 1) Исследование функции звездной плотности. Направление, в котором звездная плотность растет (и притом быстрее всего) с увеличением расстояния, должно быть близким к направлению на галактический центр. Это утверждение следует из динамической теории вращающихся звездных систем, согласно которой звездная плотность монотонно убывает при возрастании галактоцентрических цилиндрических координат  $R$  и  $Z$ . 2) Нахождение геометрического центра системы шаровых скоплений. Можно считать, что система шаровых скоплений, имеющая размеры, сравнимые с размерами самой Галактики, и входящая в то же время в состав Галактики, имеет центр инерции, близкий к центру инерции Галактики. 3) Определение кинематического центра вращения Галактики на основании исследования движений звезд и других галактических объектов. 4) Прямое фотографирование центральных областей Галактики, выполненное в 1949 г. А. А. Калиняком, В. И. Красовским и В. Б. Никоновым, в лучах с длиной волны  $9800 \text{ \AA}$  при помощи электронно-оптического преобразователя, а также исследование распределения яркости в длине волны  $10300 \text{ \AA}$  близ центральных областей Галактики, произведенное Стеббинсом и Уитфордом в 1947 г. 5) Исследование радиометодами на длине волны  $21,1 \text{ см}$  характера движе-

Таблица 14

| Метод определения                                                         | $l_0$                   |
|---------------------------------------------------------------------------|-------------------------|
| Звездные подсчеты в умеренных и высоких широтах . . . . .                 | $324^\circ \pm 5^\circ$ |
| Шаровые скопления (Шепли) . . . . .                                       | $325^\circ \pm 3$       |
| Планетарные туманности (Минковский) . . . . .                             | $328^\circ \pm 3$       |
| Инфракрасное излучение (Стеббинс, Уитфорд) . . . . .                      | $326^\circ \pm 2$       |
| По дифференциальному вращению Галактики (различные определения) . . . . . | $325 \pm 1$             |
| По скоростям быстро движущихся объектов . . . . .                         | $323 \pm 4$             |
| Радиоизлучение $100 \text{ Мгц}$ (Болтон, Вестфорд) . . . . .             | $329 \pm 1$             |
| Радиоизлучение $200 \text{ Мгц}$ (Аллен, Гум) . . . . .                   | $325 \pm 1$             |
| Радиоизлучение $22 \text{ см}$ и $75 \text{ см}$ (Вестерхаут) . . . . .   | $327,5 \pm (0,5)$       |
| Радиоизлучение $21,2 \text{ см}$ (Кви, Мюллер, Вестерхаут) . . . . .      | $327,5 \pm (0,5)$       |

ния нейтрального межзвездного водорода. 6) Исследование радиометодами на различных длинах волн распределения ионизованного водорода.

Все эти методы дают результаты, хорошо согласующиеся между собой, что видно из табл. 14, составленной Оортом и дополненной новыми данными.

Среднее взвешенное из этих определений близко к  $327^\circ$  и хорошо согласуется с данными, основанными на инфракрасном излучении и радиоизлучении, являющимися наиболее точными. В то же время необходимо иметь в виду, что данные радиоизлучения Галактики указывают на центр распределения межзвездного газа. Так как масса межзвездного газа составляет всего около 0,02 всей массы Галактики, то центр инерции межзвездного газа может не совпадать с центром инерции Галактики.

По данным радиоизлучения на волне 21,1 см центр Галактики имеет галактическую широту  $-1^\circ,5$ , а по данным радиоизлучения на волне 22 см и волне 75 см — широту  $-1^\circ,1$ .

Таким образом, можно считать, что положение центра Галактики определяется координатами  $l=327^\circ$  и  $b=-1^\circ,3$ .

Расстояние до центра Галактики определяется, во-первых, как расстояние до геометрического центра шаровых скоплений. При этом необходимо тщательно учитывать поглощение света, а также возможную селекцию, связанную с тем, что некоторые шаровые скопления, расположенные за центром Галактики, по-видимому, еще не открыты. Для определения направления на центр Галактики эти эффекты несущественны, расстояние же может быть ими сильно искажено. Шепли, вперые определивший расстояние до центра Галактики по распределению шаровых скоплений еще в то время, когда поглощение света не было исследовано, получил величину, вдвое превышающую действительную. Селекция же, заключающаяся в неполноте списка известных шаровых скоплений, должна, наоборот, приводить к уменьшению расстояния до центра Галактики.

Второй способ определения расстояния до центра Галактики — кинематический. По распределению собственных движений звезд определяют угловую скорость  $\omega$  кругового обращения Солнца вокруг центра Галактики. Затем по лучевым скоростям близких галактик находят скорость Солнца  $v$  относительно системы близких галактик. Если предположить, что эта скорость в основном обусловлена движением Солнца в нашей Галактике, а остаточной скоростью самой Галактики можно пренебречь, то соотношение

$$R = \frac{v}{\omega}$$

позволяет найти расстояние  $R$  до центра Галактики в километрах, если скорость  $v$  выражена в километрах в секунду, а  $\omega$  в радианах в секунду.

Оба метода дают близкие друг к другу результаты. Расстояние до центра Галактики можно считать приблизительно равным 7500 пс.

Чтобы знать величину большего радиуса Галактики, необходимо, кроме расстояния до ее центра, знать расстояние до ее границы в направлении антицентра. Понятие границы, однако, не является вполне определенным. Границу можно определять, например, как место, где звездная плотность становится равной звездной плотности в пространстве между галактиками. Вследствие того, что отдельные звезды в галактиках время от времени в результате взаимодействий при сближениях с другими звездами приобретают критические скорости и уходят из галактик, звездная плотность в пространстве между галактиками не равна нулю.

Динамической границей Галактики можно считать место, где вероятность того, что за время галактического оборота звезда будет оторвана от нашей звездной системы в результате случайных сближений с другими галактиками, становится сравнима с единицей.

Практически границы Галактики оцениваются по расстоянию наиболее удаленных объектов высокой светимости. Так, известны рассеянные скопления и планетарные туманности в области антицентра Галактики, лежащие на расстоянии около 4000 *пс*. Находящиеся в том же направлении долгопериодические цефеиды зафиксированы на расстояниях до 6000 *пс*. Если эту цифру, 6000 *пс*, принять за расстояние до границы Галактики в направлении антицентра, то диаметр Галактики должен быть оценен в  $(7500 + 6000) \times 2 = 27000$  *пс*.

Для полной локализации Солнца в Галактике необходимо фиксировать также его положение относительно галактической плоскости. В § 107, определяя понятие галактического экватора, мы молчаливо допустили, что Солнце лежит в плоскости симметрии нашей звездной системы. В противном случае плоскость, к которой концентрируются галактические объекты, должна пересекать небесную сферу не по большому кругу, а по некоторому малому кругу. Галактическим экватором же должен называться большой круг, имеющий общий полюс с этим малым кругом. Галактический экватор можно также определять как предельное положение линии концентрации галактических объектов при рассмотрении все более и более удаленных объектов.

Определение положения Солнца относительно плоскости симметрии Галактики производится путем нахождения среднего значения расстояния  $z$  большого числа звезд от плоскости галактического экватора. При этом необходимо учитывать и знак величины  $z$ , определяемой по формуле  $z = r \sin b$ . Если бы  $z$  равнялось нулю, то это означало бы, что Солнце лежит точно в плоскости симметрии Галактики. Результаты вычислений дают обычно значения  $\bar{z}$ , лежащие между  $-10$  *пс* и  $-20$  *пс*. Это показывает, что Солнце расположено к северу от галактической плоскости. Необходимо, однако, помнить, что этот результат, быть может, отражает только особенности структуры небольшой области Галактики, окружающей Солнце. Во всяком случае, расстояние Солнца от плоскости симметрии Галактики очень мало в сравнении с размерами нашей звездной системы, и обычно им пренебрегают.

Поверхности изоплотностей в эллипсоидальной модели Галактики представляют собой поверхности подобных эллипсоидов вращения. Звездная плотность в окрестности Солнца составляет  $0,120 \pm 0,008$  звезд на 1 *пс*<sup>3</sup> (см. § 116). Если считать среднюю массу звезды равной  $0,42 m_{\odot} = 8,4 \cdot 10^{32}$  г, то это составит  $3,5 \cdot 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>. Распределение плотности материи в Галактике определяется также из динамических соображений. Согласно выполненному Г. Г. Кузминым анализу недавних работ Оорта, Г. Г. Кузмина, П. П. Паренаго и В. С. Сафронова, плотность материи в районе Солнца составляет  $(5,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>. Разность плотности всей материи и плотности звездной материи, составляющая  $1,7 \cdot 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>, может дать некоторое представление о плотности межзвездной материи в районе Солнца.

Согласно данным Г. Г. Кузмина логарифмический градиент плотности материи в плоскости Галактики в районе Солнца  $\frac{d \lg \rho}{dk}$  равен  $-0,15$  *кпс*<sup>-1</sup>, а логарифмический градиент в направлении на галактический полюс,  $\frac{d \lg \rho}{dz}$ , составляет  $-0,94$  *кпс*<sup>-1</sup>. Таким образом, отношение полуосей поверхностей изоплотности Галактики приблизительно равно  $10^{-(0,94-0,15)} \approx 0,16$ .

§ 132. Два типа звездного населения. Подсистемы Галактики. Модель Галактики, представляемой поверхностями изоплотностей в виде подобных эллипсоидов вращения, является достаточно удовлетворительным приближением при рассмотрении динамических задач. С точки зрения звездной статистики эта модель представляет собой очень грубое приближение, так как она игнорирует различия между звездами. Точная модель Галактики должна не только давать для каждой точки плотность материи, или звездную

плотность, она должна также приводить функции распределения в этой точке звезд по светимостям, спектрам и другим характеристикам.

В 1944 г. на основании изучения распределения различных объектов в галактической системе и в других галактиках В. Бааде пришел к важному выводу о существовании двух типов звездного населения. В звездное население I типа входят: горячие гиганты и сверхгиганты, долгопериодические цефеиды, новые и сверхновые звезды, рассеянные скопления, водородные облака, пылевые туманности. Звездное население I типа располагается близ плоскостей симметрии спиральных галактик, концентрируясь при этом в ветвях спиралей и избегая их ядер. Звездное население II типа складывается из красных карликов, красных гигантов, короткопериодических цефеид, шаровых скоплений. Последние сами состоят лишь из звезд, характерных для этого типа населения. Звездное население II типа образует ядра галактик; оно доминирует в областях спиральных галактик, удаленных от их основной плоскости; из него составлены эллиптические галактики.

Объекты звездного населения I и II типов как бы избегают друг друга, например, долгопериодические цефеиды не встречаются в шаровых скоплениях, где много короткопериодических цефеид. В шаровых скоплениях и эллиптических галактиках много красных гигантов, но в них нет горячих сверхгигантов, пыли и газа. Однако звезды красные карлики встречаются, повидимому, во всех областях Галактики.

Если рассмотреть величину, представляющую собой светимость, приходящуюся на единицу массы, то окажется, что для I типа звездного населения величина  $L/m$  в среднем имеет порядок  $100 \text{ эрг/сек/г}$  и намного выше, чем у звездного населения II типа, для которого ее среднее значение имеет порядок  $0,1 \text{ эрг/сек/г}$ . Таким образом, величина  $L/m$  может рассматриваться как количественная характеристика, указывающая, какой тип звездного населения заполняет ту или иную область звездной системы.

В 1942 г. Б. В. Кукаркин, П. П. Паренаго и другие представители московской школы звездной астрономии положили начало развитию представлений о Галактике как о совокупности подсистем, состоящих из объектов с некоторыми определенными физическими характеристиками. Если, например, мысленно удалить из Галактики все объекты, кроме переменных звезд типа Миры Кита, то останется п о д с и с т е м а звезд типа Миры Кита. Подсистемы различных объектов взаимно проникают друг в друга. Каждая подсистема приближенно представляет собой эллипсоид вращения. Существенно то, что сжатие у различных подсистем различно. В соответствии с этим они разбиваются на три группы. Первая из них, характеризующаяся наибольшим сжатием, образует плоскую составляющую Галактики. Вторая, состоящая из менее сжатых подсистем, входит в промежуточную составляющую. Третья группа, почти сферические подсистемы, образует сферическую составляющую Галактики. Мы можем сказать, что объекты плоской составляющей имеют более сильную галактическую концентрацию, чем объекты промежуточной составляющей, объекты же сферической составляющей галактической концентрации почти не проявляют. С другой стороны, объекты сферической составляющей имеют наибольшую концентрацию к центру Галактики, а у объектов плоской составляющей концентрация к центру Галактики слабая. Этот факт хорошо согласуется с результатами теоретического исследования динамики вращающихся систем гравитирующих тел.

Первые характеристики подсистем были получены Б. В. Кукаркиным для переменных звезд. Переменные звезды обладают тем преимуществом перед другими объектами, что они: 1) как правило, обладают высокой светимостью и видны, следовательно, на больших расстояниях; 2) легко обнаруживаются среди стационарных звезд; 3) легко классифицируются по виду кривой изменения блеска.

Оказалось, что среди переменных звезд имеются представители всех трех составляющих Галактики. Характеристики других подсистем были исследованы П. П. Паренаго, Я. Я. Икауниексом и др.

Количественно каждая подсистема может быть задана тремя величинами: 1) общим числом объектов подсистемы; 2) логарифмическим градиентом плотности объектов подсистемы в плоскости Галактики  $\frac{d \lg D}{dR}$ , характеризующим

Таблица 15

| Подсистемы                                                           | $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ | $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$ | $\beta$ в пс | Число из-<br>в сгнх<br>объектов | Предпола-<br>гаемое<br>полное<br>число объ-<br>ектов | Автор                                |
|----------------------------------------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|--------------|---------------------------------|------------------------------------------------------|--------------------------------------|
| <b>Подсистемы<br/>плоской<br/>составляющей</b>                       |                                     |                                     |              |                                 |                                                      |                                      |
| Долгопериодические це-<br>феиды . . . . .                            | 0,11                                | 9,86                                | 44           | 500                             | 30 000                                               | Кукаркин, 1947                       |
| Звезды класса В . . . .                                              | ?                                   | 9,5                                 | 46           | 10 000                          | 150 000                                              | Шнирельман, 1952                     |
| Рассеянные звездные<br>скопления . . . . .                           | 0,11                                | 8,2                                 | 53           | 500                             | 33 000                                               | Бархатова, 1949                      |
| Звезды класса О . . . .                                              | 0,10                                | 7,5                                 | 58           | 200                             | 6 500                                                | Чернова, 1948                        |
| Темные (пылевые) ту-<br>манности . . . . .                           | (0,16)                              | 4,34                                | 100          | $10^4$                          | $10^8$                                               | Паренаго, 1945                       |
| Сверхновые звезды . .                                                | 0,15:                               | 5,1:                                | 85:          | 5                               | —                                                    | Копылов, 1954                        |
| <b>Подсистемы<br/>промежуточной<br/>составляющей</b>                 |                                     |                                     |              |                                 |                                                      |                                      |
| Новые звезды . . . . .                                               | 0,22                                | 2,39                                | 182          | 100                             | $10^6$                                               | Копылов, 1954                        |
| Переменные типа RV<br>Тау . . . . .                                  | 0,23                                | 2,2                                 | 200          | 80                              | $10^4$ — $10^5$                                      | Павловская, 1950                     |
| Звезды классов R, N не-<br>правильные перемен-<br>ные . . . . .      | (0)                                 | 4,3                                 | 100          | 130                             | 13 000                                               | Икауниекс, 1952                      |
| Звезды классов R, N<br>полуправильные пере-<br>менные . . . . .      | (0)                                 | 2,5                                 | 175          | 45                              | 4 500                                                | Икауниекс, 1952                      |
| Звезды классов R, N<br>постоянного блеска . .                        | (0)                                 | 1,3                                 | 335          | 260                             | 16 000                                               | Икауниекс, 1952                      |
| Планетарные туман-<br>ности . . . . .                                | 0,4:                                | 2,0                                 | 217          | 350                             | 130 000                                              | Воронцов-Велья-<br>минов, 1950       |
| Звезды класса S . . . .                                              | 0,14                                | 1,20                                | 360          | 90                              | 5 000                                                | Икауниекс, 1952                      |
| Белые карлики . . . .                                                | 0,36:                               | (1,08)                              | (400)        | 100                             | $5 \cdot 10^9$                                       | Паренаго, 1949                       |
| Долгопериодические пе-<br>ременные звезды . . . .                    | 0,26:                               | 0,86                                | 500          | 3000                            | $1,3 \cdot 10^6$                                     | Кукаркин, 1947                       |
| <b>Подсистемы<br/>сферической<br/>составляющей</b>                   |                                     |                                     |              |                                 |                                                      |                                      |
| Долгопериодические пе-<br>ременные с $P=150$ —<br>200 дней . . . . . | (0,26)                              | 0,22                                | 2000         | 300                             | $10^5$                                               | Кукаркин, 1947                       |
| Короткопериодические<br>цефеиды . . . . .                            | 0,27                                | 0,22                                | 2000         | 3000                            | 170 000                                              | Кукаркин, 1947                       |
| Долгопериодические це-<br>феиды типа W Vir . . .                     | 0,25                                | 0,2:                                | 2000:        | 50                              | 20 000                                               | Кукаркин, 1947                       |
| Субкарлики . . . . .                                                 | 0,27                                | (0,17)                              | (2600)       | 300                             | $10^{11}$                                            | Паренаго, 1949                       |
| Шаровые звездные скоп-<br>ления . . . . .                            | 0,26                                | 0,15                                | 3000         | 100                             | 250                                                  | Паренаго, Кукар-<br>кин, Флоря, 1944 |
| Все звезды в среднем                                                 | (0,25)                              | 1,15                                | 380          | $10^9$                          | $1,2 \cdot 10^{11}$                                  | Паренаго, 1947                       |

концентрацию к центру Галактики; 3) логарифмическим градиентом плотности в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики,  $\frac{d \lg D}{dz}$ , характеризующим концентрацию к плоскости Галактики. Логарифмические градиенты постоянны во всех точках, если плотность в рассматриваемых направлениях изменяется по барометрическому закону. В таком случае (см. § 120) полутолщина однородного слоя подсистемы  $\beta$  равна  $\frac{\lg e}{\frac{d \lg D}{dz}}$ .

Из динамических соображений следует, что сжатие каждой подсистемы должно быть связано со средней величиной компонента скорости, перпендикулярного к плоскости Галактики. У плоских подсистем этот компонент скорости должен быть меньше, так как иначе объекты подсистемы удалялись бы на большие расстояния от плоскости Галактики и подсистема не могла бы быть плоской. Определение средних дисперсий скоростей  $\sigma_z$  в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики, подтверждает ожидаемую зависимость  $\sigma_z$  от степени сжатия подсистемы.

Предварительные результаты определения характеристик подсистем в Галактике приведены в табл. 15, которую мы заимствуем у П. П. Паренаго (Курс звездной астрономии, Гостехиздат, 1954).

Представление о Галактике как о совокупности взаимопроникающих подсистем имеет то серьезное преимущество перед схемой двух типов звездного населения, что оно позволяет провести более детальное исследование и получить количественные результаты. Известным минусом его является то, что оно не учитывает существенные структурные особенности Галактики — наличие ядра и спиральных ветвей.

**§ 133. Спиральная структура Галактики.** Убежденность в том, что Галактика имеет спиральную структуру, основывается главным образом на сравнении ее с другими галактиками, имеющими сходный звездный состав и размеры. Это — галактики типов Sb и Sc, обладающие явно выраженной спиральной структурой. Некоторыми признаками существования спиральных ветвей в Галактике является заметная неоднородность ее строения, обусловленная характером распределения газовой материи, массивных облаков темной материи и группировки горячих звезд высокой светимости. Именно эти виды объектов определяют форму ветвей спиральных галактик.

Одной из важных и первоочередных задач звездной астрономии является надежная фиксация расположения спиральных ветвей в нашей звездной системе и определение положения, которое занимает по отношению к ним Солнце. Сложность этой задачи связана с тем, что мы наблюдаем спиральную структуру изнутри, вследствие чего она перестает быть видимой. Для выявления истинной структуры необходимо выбирать характерные для спиральных ветвей объекты, определять их пространственное распределение в Галактике и по этому распределению намечать конфигурацию ветвей. Полученные до сих пор результаты являются неуверенными вследствие неточного определения расстояний избранных объектов, экранирующей роли обильной в исследуемых областях темной материи и большой чувствительности результатов к ошибкам наблюдений.

Обычно полученная картина распределения избранных объектов, характерных для спиралей, вследствие привнесенных ошибок позволяет дать несколько разных вариантов расположения ветвей. Этому особенно способствует то, что спирали могут иметь несколько завитков.

Поэтому большое число работ, посвященных изучению спиральной структуры, приводило к результатам, противоречащим друг другу, и истинная конфигурация ветвей до сих пор не вполне ясна.



Исследование спиральной структуры производилось по расположению облаков звезд О и В (Б. А. Воронцов-Вельяминов), расположению звездных ассоциаций (Морган, Уитфорд, Коуд), эмиссионным водородным облакам (В. Ф. Газе, а также Морган, Шарплес, Остерброк), эмиссионным водородным облакам и рассеянными скоплениями (Уивер), водородным полям, обнаруживаемым по их радиоизлучению (И. С. Шкловский), водородным полям, обнаруживаемым по радиоизлучению в длине волны 21 см (Оорт, ван де Холст, Мюллер, а также П. П. Паренаго).

Методы, основанные на использовании радиоизлучения, имеют то преимущество перед другими методами, что они свободны от ошибок, связанных с поглощением света, так как для радиоволн межзвездная материя практически прозрачна.

Представления о ядре Галактики, так же как и представления о ее спиральных ветвях, до недавнего времени основывались на аналогии с другими галактиками. Все спиральные галактики имеют отчетливо выраженное ядро, характеризующееся повышенной звездной плотностью, плавным возрастанием поверхностной яркости к центру и отсутствием каких-либо выделяющихся деталей.

В 1949 г. А. А. Калиняк, В. И. Красовский и В. Б. Никонов получили фотографическое изображение ядра Галактики в инфракрасных лучах с длиной волны 9800 Å. Угловой диаметр ядра оказался равным 10–12°, что при расстоянии 7500 пс соответствует диаметру в 1300–1600 пс. Ядра такого размера имеют спиральные галактики типа Sb.

§ 134. Строение Галактики по данным радионаблюдений. Весьма ценные сведения о строении Галактики получены в последние годы на основе радионаблюдений. Радионаблюдения дают, строго говоря, данные только о расположении и движении водорода в Галактике. Однако ввиду того, что расположение водорода связано с расположением звезд и пылевого вещества, при помощи этих данных можно делать заключения об общем строении Галактики. Можно, например, с достаточным основанием считать, что плоскость и ось симметрии подсистемы межзвездного водорода совпадают с плоскостью и осью симметрии подсистем Галактики.

Исследование расположения нейтрального водорода (так называемых Н I-областей) выполняется на радиоволне 21 см, в которой нейтральный водород имеет резкую и единственную линию излучения. Нейтральный водород обладает в той же длине волны сильным поглощением, но это не препятствует получению излучения на волне 21 см от далеких областей Н I, так как благодаря дифференциальному галактическому вращению (см. § 149) массы водорода, находящиеся на одном луче зрения, но различно удаленные, имеют неодинаковую лучевую скорость. Поэтому вследствие эффекта Доплера излучения на волне 21 см различных масс водорода смещаются одно относительно другого и расположенный к нам близко нейтральный водород становится прозрачным для излучения далеких водородных областей. Это же доплеровское смещение длин волн позволяет на основе известных данных о галактическом вращении (см. § 151) определять расстояние до того места, от которого исходит радиоизлучение, а интенсивность излучения в этой длине волны позволяет оценивать плотность нейтрального водорода в данном месте.

Подробное исследование расположения нейтрального водорода в Галактике было выполнено в Лейдене ван де Холстом, Мюллером и Оортом в 1954 г. и в Сиднее Керром, Хиндманом и Стар-Карпентером в 1957 г. Это позволило охватить почти все небо и сделать следующие общие заключения, опубликованные в 1958 г. Оортом, Керром и Вестерхаутом: 1. Нейтральный водород располагается в Галактике тонким пластом. Толщина однородного слоя в этом пласте (т. е. та толщина, которую имел бы пласт, если бы при

той же массе он во всех точках поперечного слоя имел плотность, равную наибольшей плотности, достигаемой в средней части слоя) составляет приблизительно 220  $\mu\text{с}$ . 2. Пласт нейтрального водорода в основном теле Галактики тесно располагается около плоскости Галактики. В радиусе 10  $\text{kpc}$  от центра Галактики точки наибольшей плотности в столбиках, перпендикулярных к плоскости Галактики, нигде не отстоят дальше 75  $\mu\text{с}$  от плоскости Галак-

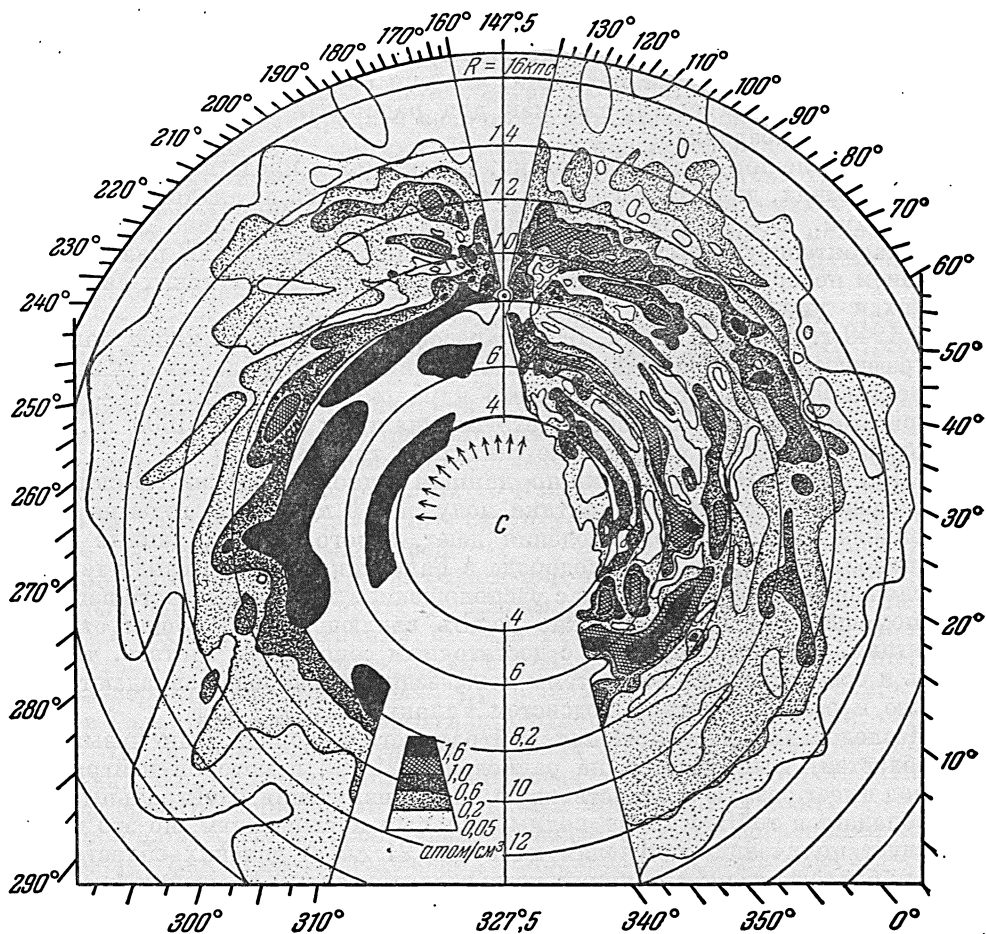


Рис. 163.

тики. В радиусе 6  $\text{kpc}$  эти отклонения еще меньше и не превышают 30  $\mu\text{с}$ . По мнению Оорта, это свойство расположения нейтрального водорода позволяет определить положение полюса Галактики точнее, чем из подсчетов звезд. Но на периферии Галактики слой нейтрального водорода заметно отходит от плоскости Галактики. Вне радиуса 12  $\text{kpc}$  обнаружены отклонения до 600  $\mu\text{с}$ . В этих внешних областях плотность нейтрального водорода в пласте значительно меньше, чем в основном теле Галактики. 3. Параметры, характеризующие галактическое вращение нейтрального водорода, хорошо согласуются с параметрами вращения для плоских подсистем звезд. 4. Получаемая картина распределения плотности нейтрального водорода близ плоскости Галактики (рис. 163) в сильной степени зависит от значения принятых параметров, характеризующих вращение Галактики, в районе Солнца (положение Солнца на рисунке показано кружком на расстоянии 8,2  $\text{kpc}$

от центра Галактики в направлении долготы  $147^\circ$ , 5). Так как относительные ошибки этих параметров значительны, то картина распределения водорода не может считаться очень надежной. Кроме того, ее искажают остаточные скорости водородных масс, которые бывают значительными, но учитываются неточно. Вследствие этих искажений пока еще не удается уверенно фиксировать расположение спиральных ветвей по нейтральному водороду. Этому препятствует и оставшаяся неисследованной область между галактическими долготами  $310$  и  $340^\circ$ . Но на рис. 163 уже обрисовываются вытянутые дугообразные области повышенной плотности, по всей видимости являющиеся частями спиральных ветвей. 5. Плотность нейтрального водорода достигает наибольшего значения в областях, расположенных на расстоянии  $6,5$  *кпс* от центра Галактики. Здесь она составляет 1 атом на  $1$   $\text{см}^3$ . На расстоянии  $14$  *кпс* плотность падает до  $0,1$  атома на  $1$   $\text{см}^3$ . Таким образом, логарифмический градиент плотности нейтрального водорода в плоскости Галактики уступает логарифмическому градиенту звездной плотности (соответственно  $-0,13$  *кпс* $^{-1}$  и  $-0,15$  *кпс* $^{-1}$ ). Плотность нейтрального водорода во внутренних областях Галактики меньше плотности звездной материи, но вследствие медленного убывания ее плотности во внешних областях Галактики плотности нейтрального водорода и звездной материи становятся сравнимыми. 6. Нейтральный водород, расположенный внутри сферы радиусом  $3$  *кпс* от центра Галактики, обнаруживает значительные скорости, до  $130$  *км/сек*, направленные наружу. Создается впечатление, что водород вытекает из центральных областей на периферию Галактики.

Мюллер и Вестерхаут в 1957 г. составили каталог профилей линии  $21$  *см* нейтрального водорода для 694 точек, расположенных в полосе  $-10^\circ < b < +10^\circ$ ,  $220^\circ < l < 318^\circ$ . Профили дают интенсивность излучения как функцию лучевой скорости. На основе этого каталога Вестерхаут получил среднюю плотность  $\bar{n}_H$  нейтрального водорода как функцию расстояния от центра в секторе Галактики, примыкающем с одной стороны к Солнцу (табл. 16). Возможно, что максимумы плотности при  $6-7$  *кпс* и  $10-11$  *кпс* указывают на положение спиральных ветвей.

Ионизованный водород (так называемые области H II) излучает радиоволны в непрерывном континууме. В то же время он поглощает соответствующие длины волн. Кинетическая температура ионизованного водорода оценивается в  $10\,000^\circ$  К. Поэтому ионизованный водород наблюдается в поглощении, если фон имеет температуру излучения больше  $10\,000^\circ$  К, и в эмиссии, если температура излучения фона  $< 10\,000^\circ$  К. Из наблюдений известно, что для длин волн, больших  $10$  *м* температура излучения фона больше  $10\,000^\circ$  К; поэтому в этих длинах волн области H II проявляются через поглощение. Соответствующее исследование, выполненное Шейном в 1957 г. при помощи радиотелескопа в Сиднее, показало наличие значительных областей H II как близ плоскости Галактики, так и на высоких галактических широтах. Многие из этих областей совпадают с известными областями H II, наблюдаемыми оптически.

В более коротковолновом, чем  $10$  *м*, излучении H II области проявляют себя как эмиссионные. Изучение распределения интенсивностей излучений в таких длинах волн выполнено Миллсом, Хиллом и Сли в 1958 г. (метровая волна) и Вестерхаутом в 1958 г. (волны  $75$  *см* и  $22$  *см*). Трудность исследования

Т а б л и ц а 16

| $R$ ,<br><i>кпс</i> | $\bar{n}_H$ ,<br>атомов<br>в 1 $\text{см}^3$ | $R$ ,<br><i>кпс</i> | $\bar{n}_H$ ,<br>атомов<br>в 1 $\text{см}^3$ |
|---------------------|----------------------------------------------|---------------------|----------------------------------------------|
| 3—4                 | 0,33                                         | 9—10                | 0,41                                         |
| 4—5                 | 0,72                                         | 10—11               | 0,55                                         |
| 5—6                 | 0,68                                         | 11—12               | 0,40                                         |
| 6—7                 | 0,97                                         | 12—13               | 0,21                                         |
| 7—8                 | 0,72                                         | 13—14               | 0,09                                         |
| 8—9                 | 0,48                                         | 14—15               | 0,04                                         |

в этих областях длин волн связана с тем, что в диапазоне длин волн около метра проявляет себя еще один источник радиоизлучения, причем зависимость интенсивности этого радиоизлучения от длины волны указывает на нетепловой характер излучения. Согласно И. С. Шкловскому, это излучение вызывается релятивистскими электронами, находящимися в магнитном поле.

Вестерхаут обнаружил, что максимальная интенсивность излучения на волне 22 см наблюдается в плоскости Галактики на галактической долготе  $353^\circ$  и убывает при приближении к центру. Это трактуется им как наличие кольца ионизованного водорода с радиусом 3—4 кпс вокруг центра Галактики. Наблюдения Вестерхаута могли быть доведены только до галактической долготы  $320^\circ$  и потому другая часть кольца не могла наблюдаться.

Излучение ионизованного водорода пропорционально и плотности ионов, и плотности электронов, поэтому оно пропорционально квадрату плотности материи. Это показывает, что масса ионизованного водорода, собранная в отдельные облака, излучает больше, чем та же масса, распределенная равномерно в том же пространстве. При этом интенсивность излучения тем больше, чем плотнее облака. Сделав предположение, что облака ионизованного водорода имеют плотность пяти атомов на  $1 \text{ см}^3$ , а доля объема пространства, занимаемого облаками в районе Солнца, составляет 0,0015, Вестерхаут получил следующую таблицу отношений средней плотности ионизованного водорода к средней плотности нейтрального водорода в плоскости Галактики

Таблица 17

| R.<br>кпс | $n_{\text{H}}^+ / n_{\text{H}}$ | R.<br>кпс | $n_{\text{H}}^+ / n_{\text{H}}$ |
|-----------|---------------------------------|-----------|---------------------------------|
| 0—2       | 0                               | 5—6       | 0,09                            |
| 2—3       | 0,09                            | 6—7       | 0,06                            |
| 3—3,5     | 0,36                            | 7—8       | 0,04                            |
| 3,5—4     | 0,64                            | 8—9       | 0,06                            |
| 4—4,5     | 0,21                            | 9—10      | 0,07                            |
| 4,5—5     | 0,13                            | > 10      | 0                               |

в зависимости от расстояния от центра Галактики (табл. 17).

Общая масса нейтрального водорода может быть оценена в  $1,4 \cdot 10^9$  масс Солнца и составляет около 0,02 массы всей Галактики. Масса ионизованного водорода оценивается в  $8 \cdot 10^7$  масс Солнца и, следовательно, составляет около 0,0001 массы Галактики.

Вестерхаут выполнил также на волнах 22 и 75 см измерения около галактического центра и построил изофоты поверхностных яркостей. В обеих длинах

волн отчетливо выделяется ядро Галактики с диаметром 4—5° и центром  $l=327,5$ ,  $b=-1,1$ .

Изучение распределения радиоизлучения нетеплового характера привело И. С. Шкловского к заключению, что Галактика окружена сферической короной очень разреженного водорода. К тому же выводу на основании других соображений пришел С. Б. Пикельнер.

§ 135. Местная система звезд. В § 130 галактический экватор определен нами как предельное положение линии концентрации галактических объектов при рассмотрении все более и более удаленных объектов.

Если рассматривать близкие звезды, то плоскость их наибольшей концентрации не совпадает с плоскостью галактического экватора. Еще в 1879 г. Гулд нашел, что плоскость наибольшей концентрации звезд до  $4^m$  наклонена к галактической плоскости под углом в  $17^\circ$ . По мере перехода к более слабым звездам величина этого угла наклона уменьшается и составляет, согласно данным Сирса,  $8,1$  для звезд до  $9^m$  и  $2,7$  для звезд до  $18^m$ . Соответственно изменяется и долгота восходящего узла плоскости концентрации. Для звезд до  $4^m$  она равна  $257^\circ$ , для звезд до  $9^m$ — $5^\circ$  и для звезд до  $18^m$ — $80^\circ$ .

Ряд авторов рассматривает описанное явление как свидетельство существования в области Галактики, включающей Солнце, некоей физической системы звезд — звездного облака. Эта система, получившая название Местной Системы, сплюснута, и ее основная плоскость не совпадает с плоскостью

Галактики. Ограничиваясь яркими звездами, мы включаем в материал в основном близкие звезды, принадлежащие Местной Системе, и потому наклонность плоскости их наибольшей концентрации почти равна углу наклона плоскости Местной Системы к галактической плоскости. По мере перехода к более слабым и, следовательно, далеким звездам, в материал все шире включаются звезды, не принадлежащие к Местной Системе, поэтому угол наклона плоскости концентрации рассматриваемых звезд уменьшается, стремясь к нулю.

Исследование звездной плотности в областях, примыкающих к Солнцу, показывает заметно повышенную плотность в направлениях от  $l=230^\circ$  до  $l=260^\circ$ , вплоть до расстояний 300—400 пс. Эта величина и рассматривается, как примерно характеризующая размеры Местной Системы. Существенно то, что повышение плотности происходит главным образом за счет звезд класса В и отчасти А. Таким образом, речь должна идти не о высокой общей звездной плотности, а о высокой парциальной плотности звезд В и отчасти А. В таком случае, ввиду недостаточности высокой общей плотности, Местная Система не может быть физически устойчивой. С другой стороны, в пользу физической устойчивости Местной Системы говорят данные о ее вращении, полученные К. Ф. Огородниковым и Р. Б. Шацовой. Согласно их результатам угловая скорость вращения Местной Системы в 2—3 раза больше угловой скорости вращения Галактики.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XVIII

1. Агекян Т. А., Определение функции плотности и коэффициента поглощения в плоскости Галактики, Уч. зап. Ленинградск. ун-та 18, № 116, 1949.
2. Агекян Т. А., Об оценке общего числа звезд в Галактике при помощи экстраполяции функции блеска, Уч. зап. Ленинградск. ун-та 18, № 116, 1949.
3. Агекян Т. А., К теории флюктуации яркости Млечного Пути и Метагалактики. Вестн. Ленинградск. ун-та, №1, 1956.
4. Амбарцумян В. А., К вопросу о характере связи диффузных туманностей с освещающими их звездами, ДАН Арм. ССР 2, № 3, 1945.
5. Амбарцумян В. А., К вопросу об относительном распределении светлой и поглощающей материи в Галактике, ДАН Арм. ССР 4, № 5, 1946.
6. Амбарцумян В. А., О поверхностных яркостях в Галактике, Астрон. журн. 23, № 5, 1946.
7. Амбарцумян В. А., К теории флюктуаций в видимом распределении звезд на небе, Сообщ. Бюраканск. обсерв. 4, 1951.
8. Бааде В., Разрешение Мессье 32, NGC 205 и центральной области туманности Андромеды; NGC 147 и NGC 185, два новых члена Местной системы галактик, Астрон. журн. 22, № 3, 1945 (перевод).
9. Бок Б. и Бок П., Млечный Путь, Гостехиздат, 1948.
10. Вашакидзе М. А., Изучение галактического поглощения света по избыткам цвета внегалактических туманностей и долгопериодических цефеид и другими методами, Бюлл. Абастуманск. астрофиз. обсерв. № 13, 1953.
11. Воронцов-Вельяминов Б. А., Облака горячих гигантов и облака Млечного Пути, Астрон. журн. 30, № 4, 1953.
12. Воронцов-Вельяминов Б. А., Спиральная структура Галактики, Астрон. журн. 30, № 1, 1953.
13. Зонн В., Рудницкий К., Звездная астрономия, ИЛ, 1959.
14. Иканиекс Я. Я., Пространственное распределение и кинематика углеродных звезд, Астрон. журн. 29, № 6, 1952.
15. Иканиекс Я. Я., Пространственное распределение неправильных звезд, Переменные звезды 8, № 6, 1952.
16. Калинин А. А., Красовский В. И., Никонов В. Б., Наблюдение области галактического центра в инфракрасных лучах, ДАН СССР 66, № 1, 1949.
17. Кузмин Г. Г., О распределении масс в Галактике, Публ. Тартуской астрон. обсерв. 32, № 4, 1952.
18. Кузмин Г. Г., К вопросу о величине динамического параметра  $C$  и плотности материи в окрестностях Солнца, Публ. Тартуской астрон. обсерв. 33, № 1, 1955.
19. Кукаркин Б. В., Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, Гостехиздат, 1949.
20. Кунцки Р. В., Система близлежащих В- и М-звезд, Астрон. журн. 13, № 3, 1943.

21. Маркарян Б. Е., Флюктуации в видимом распределении звезд и космическое поглощение, Сообщ. Бюраканск. обсерв., № 1, 1946.
22. Паренаго П. П., Исследования, основанные на сводном каталоге звездных параллаксов ГАИШ, Тр. ГАИШ 13, № 1, 1940.
23. Паренаго П. П., О темных туманностях и о поглощении света в Галактике, Астрон. журн. 17, № 4, 1940; 22, № 3, 1945.
24. Паренаго П. П., Курс звездной астрономии, Гостехиздат, 1954.
25. Паренаго П. П., Исследование зависимости масса—светимость, Астрон. журн. 14, № 1, 1937.
26. Русаков Г. И., Флуктуации яркости Млечного Пути и физические характеристики диффузных туманностей, Уч. зап. Ленинградск. ун-та (серия физ.-матем.) 18, № 116, 1949.
27. Сафронов В. С., Плотность материи в Галактике в окрестностях Солнца, Астрон. журн. 29, № 2, 1952.
28. Фесенков В. Г., О количестве звезд в галактической системе, ДАН СССР, нов. сер. 28, № 7, 1940.
29. Флоря Н. Ф., Исследование поглощения света в межзвездном пространстве, Тр. ГАИШ 16, 1949.
30. Хабибуллин Ш. Г., Распределение звездных плотностей в высоких галактических широтах, Астрон. журн. 26, № 5, 1949.
31. Харадзе Е. К., Каталог показателей цвета 14 000 звезд и исследование поглощения света в Галактике на основе цветовых избытков звезд, Бюлл. Абастуманск. астрофиз. обсерв. № 12, 1952.
32. Холопов П. Н., О ядре Галактик, Астрон. журн. 27, № 2, 1950.
33. Шацова Р. Б., Функция светимости абсолютно слабых звезд, Астрон. журн. 29, № 5, 1952.
34. Ambartzumian V. A., Gordeladse Sh. G., Problem of diffuse nebulae and cosmic absorption, Бюлл. Абастуманск. астрофиз. обсерв., № 2, 1938.
35. Becker W., Sterns und Sternsysteme. 1942.
36. Bock B. J., The distribution of the stars in Space, Chicago, 1937.
37. Brill A., Über die Lösungen der Integralgleichung der Stellarstatistik, Astron. Nachr. 257, 1935.
38. Cederblad S., Studies of bright diffuse galactic nebulae with special regard to their spatial distribution, Lund Medd. 12, N 119, 1946.
39. Hubble E., The General study of the diffuse galactic nebulae, Mt. Wilson Contrib. N 241, 1922.
40. Van de Hulst C., Muller C. A., Oort J. H., The spiral structure of the outer part of the galactic system derived from the Hydrogen, emission at 21cm wave length, Bull. of the Astr. Inst. of the Netherlands 12, 117 (N 52), 1954.
41. Kuiper G. P., The nearest stars, ApJ 95, 201—212, 1942.
42. Ogorodnikoff K., Theoretical analyses of stars counts in obscured regions, Изв. ГАО 16, № 3 (132), 1939.
43. Oort J. H., Absorption and density distribution to the galactic system, Bull. Astron. Inst. Netherl. 8, N 308, 1938.
44. Oort J. H., Some problems concerning the structure and dynamics of the galactic system and the elliptical nebulae NGC 3115 and 4494, ApJ 94, 318, 1940.
45. Oort J. H., Problems of galactic structure, ApJ 116, N 2, 1952.
46. Oort J. H., Kerr F. I., Westerhout G., The galactic system as a spiral nebula, MN 118, 379, 1958.
47. Pahlen E., Lehrbuch der Stellarastronomie, Leipzig, 1937.
48. Van Rhijn P., Distribution of stars according to apparent magnitude, galactic latitude and galactic longitude, Groningen publications, N 43, 1929.
49. Seares F. H., A numerical method of determining the space density of stars, ApJ 74, 268—287, 1931.
50. Seares F. H., van Rhijn P. и др., Mean distribution of stars according to apparent magnitude and Galactic latitude, ApJ 62, 320—374, 1925.
51. Seares F. H., Joynner M. C., Systematic deviation from the mean stellar distribution, ApJ 67, 24—82, 1928.
52. Smart W. M., Stellar dynamics, Cambridge Univ. Press, 1938.
53. Trümpler R. G., Weaver H. F., Statistical Astronomy, Univ. of California Press, 1953.
54. Vashakidse M. A., The space distribution of F type stars, Бюлл. Абастуманск. астрофиз. обсерв. № 1, 1937.
55. Weaver H. F., B-stars and spiral structure in the larger neighborhood of the Sun. Astron. J. 58, N 1211, 1953.

## ГЛАВА XIX

### ДВИЖЕНИЯ ЗВЕЗД

§ 136. Общие соображения. Движение звезды в пространстве может быть определено лишь по отношению к другим звездам или звездным системам.

Если относить движение какой-либо звезды к различным группам звезд, то ее движение получается разным. Ограничиваясь Галактикой, мы получим наиболее общее понятие о движении звезды, если отнесем его к совокупности всех звезд нашей галактической системы. Обозначим в этом случае через  $\dot{X}_*, \dot{Y}_*, \dot{Z}_*$  проекции пространственной скорости звезды на три оси прямоугольной системы координат. Тогда по определению для центра инерции всех звезд Галактики будут выполняться условия:

$$\sum \dot{X}_* = \sum \dot{Y}_* = \sum \dot{Z}_* = 0,$$

где суммирование распространено на все звезды нашей звездной системы.

Мы не можем найти движение звезды относительно центра инерции, так как не знаем движений всех звезд в Галактике. Его можно было бы найти, если бы удалось измерить движения группы объектов, расположенных симметрично относительно галактического центра. Допуская симметрию движений звезд относительно центра Галактики, мы можем этот последний принять за центр инерции системы и относить к центру Галактики все пространственные скорости звезд.

Так как наблюдения ведутся с Земли, то мы получаем на самом деле разность движений Солнца и звезды (учитывая движение Земли по орбите). Проекция этой разности на три оси прямоугольной системы координат обозначим через  $\dot{X}, \dot{Y}, \dot{Z}$ . Тогда

$$\left. \begin{aligned} \dot{X}_* - \dot{X}_\odot &= \dot{X}, \\ \dot{Y}_* - \dot{Y}_\odot &= \dot{Y}, \\ \dot{Z}_* - \dot{Z}_\odot &= \dot{Z}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Складывая эти равенства для всех звезд и полагая, согласно вышесказанному, для их центра инерции  $\sum \dot{X}_* = \sum \dot{Y}_* = \sum \dot{Z}_* = 0$ , получим для проекций движения Солнца:

$$\left. \begin{aligned} \dot{X}_\odot &= -\frac{1}{N} \sum \dot{X}, \\ \dot{Y}_\odot &= -\frac{1}{N} \sum \dot{Y}, \\ \dot{Z}_\odot &= -\frac{1}{N} \sum \dot{Z}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где  $N$  — число звезд в Галактике. Определив таким образом скорость Солнца, мы из уравнений (1) найдем скорости движений всех звезд относительно центра Галактики.

На практике мы имеем возможность наблюдать обычно лишь звезды в окрестностях Солнца. Тогда скорости Солнца и звезд будут отнесены к местному центру инерции звездных движений. Звезды в окрестностях Солнца, как мы узнаем в дальнейшем, обладают в значительной доле общей с Солнцем скоростью движения относительно центра Галактики. Поэтому в разностях движений Солнца и звезд эта скорость исключается и остающиеся скорости оказываются сравнительно малыми. Скорость Солнца относительно местного центра инерции примерно в десять раз меньше скорости относительно галактического центра.

Обозначим проекции движения Солнца и звезд относительно местного центра инерции малыми буквами  $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$ . Тогда, повторяя предыдущие операции и полагая  $\Sigma \dot{x}_* = \Sigma \dot{y}_* = \Sigma \dot{z}_* = 0$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} \dot{x}_\odot &= -\frac{1}{n} \sum \dot{x}, \\ \dot{y}_\odot &= -\frac{1}{n} \sum \dot{y}, \\ \dot{z}_\odot &= -\frac{1}{n} \sum \dot{z}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где  $n$  — число наблюдаемых звезд. Для каждой звезды будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} \dot{x}_* &= \dot{x} + \dot{x}_\odot, \\ \dot{y}_* &= \dot{y} + \dot{y}_\odot, \\ \dot{z}_* &= \dot{z} + \dot{z}_\odot. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Скорости движений звезд в пространстве выражают в километрах в секунду.

§ 137. Наблюдаемые компоненты пространственной скорости звезды и их связь с проекциями  $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$ . Непосредственными наблюдениями нельзя измерить пространственные скорости звезд. Наблюдения дают проекцию этой скорости на луч зрения, называемую лучевой скоростью  $v_r$ , измеряемую в километрах в секунду, и компоненты собственного движения на небесной сфере  $\mu_\alpha$  и  $\mu_\delta$ , измеряемые в секундах в год и направленные по прямому восхождению и склонению звезды. Вместо  $\mu_\alpha$  употребляют также компонент  $\mu_\alpha \cos \delta$ , направленный по большому кругу, проходящему через звезду перпендикулярно к ее кругу склонения. Компоненты  $\mu_\alpha \cos \delta$  и  $\mu_\delta$  обозначают при фотографических измерениях через  $\mu_x$  и  $\mu_y$  и выражают в секундах дуги. Полное собственное движение  $\mu$  равно  $\sqrt{\mu_x^2 + \mu_y^2}$ , а его позиционный угол  $\psi$  находится по формуле  $\operatorname{tg} \psi = \frac{\mu_x}{\mu_y}$ . Можно также написать:  $\mu = \mu_x \sin \psi + \mu_y \cos \psi$ . Положительное направление  $\mu_x$  считается в сторону возрастания прямого восхождения, т. е. с запада на восток, а  $\mu_y$  — в сторону возрастания склонения, т. е. с юга на север. Лучевая скорость считается положительной, если звезда удаляется от наблюдателя.

Для определения пространственной скорости необходимо от собственного движения  $\mu$  перейти к тангенциальной скорости  $v_t$ , т. е. к компоненту скорости, перпендикулярному к лучу зрения и выражаемому также в километрах в секунду. Для этого нужно знать расстояние  $r$  до звезды, выраженное в парсеках.



Если расстояние измерять в парсеках, то тангенциальная скорость будет  $v_t = k\mu r$ , где

$$k = 4,738 = \frac{149\,500\,000 \text{ км}}{31\,556\,926 \text{ сек}}.$$

Здесь в числителе — величина радиуса земной орбиты в километрах, а в знаменателе — число секунд в тропическом году. Действительно, из рис. 164 видно, что  $v_t = r\mu \sin 1''$  пс в год. Но один парсек равен  $\frac{149\,500\,000 \text{ км}}{\sin 1''}$ , а для

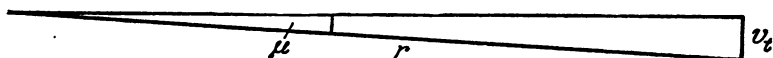


Рис. 164.

получения тангенциальной скорости за секунду времени надо разделить эту величину на число секунд в году, откуда и получается нужная формула.

Скорость звезды в пространстве равна  $v = \sqrt{v_r^2 + v_t^2}$ .

Таким образом, для определения пространственной скорости звезды нужно иметь  $v_r$ ,  $\mu$  и  $r$ , которые получаются из наблюдений. Измерения звездных расстояний  $r$  или, иначе говоря, параллаксов звезд  $p = \frac{1}{r}$ , оказываются наименее уверенными и это больше всего влияет на точность определения  $v$ . Ориентируем систему  $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$  так, чтобы ось  $\dot{x}$  была направлена в точку весеннего равноденствия, ось  $\dot{y}$  лежала в плоскости экватора на  $90^\circ$  в сторону возрастания прямых восхождений, а ось  $\dot{z}$  направлена в северный полюс. Тогда направляющие косинусы углов между системами  $\mu_x, \mu_y, v_r$  и  $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$  будут функциями экваториальных координат  $\alpha$  и  $\delta$  звезды:

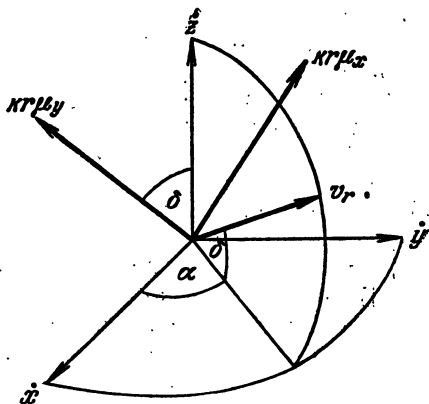


Рис. 165.

Эти величины легко получить при помощи рис. 165. Тогда будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} \dot{x} &= -kr\mu_x \sin \alpha - kr\mu_y \cos \alpha \sin \delta + v_r \cos \alpha \cos \delta, \\ \dot{y} &= kr\mu_x \cos \alpha - kr\mu_y \sin \alpha \sin \delta + v_r \sin \alpha \cos \delta, \\ \dot{z} &= kr\mu_y \cos \delta + v_r \sin \delta, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

и наоборот:

$$\left. \begin{aligned} \mu_x &= \mu \cos \delta = \frac{-\dot{x} \sin \alpha + \dot{y} \cos \alpha}{kr}, \\ \mu_y &= \mu \delta = \frac{-\dot{x} \cos \alpha \sin \delta - \dot{y} \sin \alpha \sin \delta + \dot{z} \cos \delta}{kr}, \\ v_r &= \dot{x} \cos \alpha \cos \delta + \dot{y} \sin \alpha \cos \delta + \dot{z} \sin \delta, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$k = 4,738.$$

Компоненты пространственной скорости звезды  $\mu_x$ ,  $\mu_y$  и  $v_z$  отягощены ошибками наблюдений и измерений, о которых подробно говорится в первом томе настоящего курса (см. также [1]) и которые следует учитывать. Наблюдаемые лучевые скорости звезд после исправления за движения Земли вокруг Солнца и вокруг своей оси представляют собой проекции на луч зрения компонентов скоростей  $\dot{x}$ ,  $\dot{y}$ ,  $\dot{z}$  относительно Солнца. В эти скорости входят эффект галактического вращения и для некоторых типов звезд К-эффект. Вопрос об этом будет рассматриваться в § 144 и 149.

Под названием собственного движения звезды на небесной сфере понимают не только присущее самой звезде так называемое пекулярное движение, но и отражающее движение Солнца параллактическое ее смещение. Таким образом, собственное движение звезды есть ее движение относительно Солнца, что также соответствует понятию проекций  $\dot{x}$ ,  $\dot{y}$ ,  $\dot{z}$ . Эффект галактического вращения входит в собственные движения звезд.

При выводе собственных движений встречается одна трудность, которая отсутствует при определении лучевых скоростей. Дело в том, что угол, измеряющий собственное движение, есть угол между двумя направлениями на звезду, наблюдаемую в разное время. Поэтому необходимо иметь какие-то неизменные направления в пространстве, от которых каждый раз измерялись бы направления на звезды. За такие «неизменные» направления в фундаментальной астрометрии выбирают направление оси вращения Земли и перпендикулярное к нему направление на точку весеннего равноденствия. Но, как известно, эти направления не остаются неизменными вследствие явления прецессии. Надо знать прецессионное движение, чтобы его исключить. В конечном счете оно определяется тоже из наблюдений звезд. Поэтому приходится решать задачу совместно и принимать во внимание не только прецессию, но и галактическое вращение и движение Солнца, полагая при этом сумму пекулярных составляющих собственных движений звезд равной нулю. Задача будет решена тем точнее, чем равномернее будут выбраны звезды по всей небесной сфере и притом в достаточно большом числе. Найденные таким образом собственные движения называются в фундаментальной астрометрии «абсолютными».

В фотографической астрометрии с большой точностью могут быть измерены относительные собственные движения, т. е. движения по отношению к выбранной на фотопластинке группе опорных звезд, сумма собственных движений которых приравнивается нулю. Переход от относительных собственных движений к абсолютным может быть осуществлен с помощью данных фундаментальной астрометрии, которые, как было сказано, зависят от принятой величины прецессионной постоянной. В относительные собственные движения эффект галактического вращения не входит, если не говорить о членах второго и высших порядков, имеющих значение лишь для далеких звезд. Дело в том, что линейные члены пропорциональны расстоянию и, следовательно, в угловой мере остаются постоянными и исключаются в разностях между определяемыми и опорными звездами.

Но есть возможность методами астрофотографии отнести собственные движения звезд к внегалактическим объектам — галактикам, находящимся от нас на таких огромных расстояниях, что направления на них можно считать практически неизменными. Расчет показывает, что приняв тангенциальную скорость галактик равной 300 км/сек, получим для собственных движений даже ближайших из них величину  $0",0001$ , которая на порядок меньше точности современных определений собственных движений. Поэтому получаемые собственные движения звезд относительно галактик могут также именоваться «абсолютными». Эти собственные движения не зависят от прецессии.

§ 138. Вековые изменения собственного движения, параллакса и лучевой скорости звезды вследствие ее движения в пространстве. Пусть  $\mu$ ,  $v$ , и  $p$ —собственное движение, лучевая скорость и параллакс звезды. Мы считаем, что движение звезды в пространстве происходит в рассматриваемый отрезок времени с постоянной скоростью  $v$ . На рис. 166 два направления на звезду пересекают ее путь под углами  $\theta$  и  $\theta'$  на расстояниях  $r$  и  $r'$  от наблюдателя  $O$ . За промежуток времени  $t$  звезда проходит путь  $tv$ . Угол между двумя направлениями за тот же промежуток времени будет равен  $\sigma$ .

Тогда в полученном треугольнике

$$\frac{tv}{kr} \sin 1'' = \frac{\sin \sigma}{\sin \theta'},$$

где  $r$  выражено в парсеках,  $t$ —в годах,  $v$ —в километрах в секунду. Параметр  $k=4,738$  (см. § 137).

Так как  $\theta' = \theta - \sigma$ , то

$$\frac{tv}{kr} \sin 1'' = \frac{\sin \sigma}{\sin \theta \cos \sigma - \cos \theta \sin \sigma} = \frac{\operatorname{tg} \sigma}{\sin \theta - \cos \theta \operatorname{tg} \sigma}.$$

Проекции пространственной скорости на луч зрения и на плоскость, перпендикулярную к нему, в начальный момент  $t=0$  будут  $v_r = v \cos \theta$  и  $v_t = v \sin \theta$ , а собственное движение  $\mu = \frac{v_t}{kr}$ , где  $r$  выражено в парсеках. Подставив значения  $\sin \theta$  и  $\cos \theta$  из этих выражений в предыдущее равенство, получим

$$\operatorname{tg} \sigma = \frac{tkr\mu \sin 1''}{kr + tv_r \sin 1''}$$

или, ввиду малости угла  $\sigma$ ,

$$\sigma = \frac{t\mu}{1 + \frac{tv_r \sin 1''}{kr}},$$

откуда с достаточным приближением будем иметь:

$$\sigma = t\mu - t^2\mu v_r p \cdot 1,024 \cdot 10^{-6}. \quad (7)$$

Таким образом, при расчете положения звезды на небесной сфере в зависимости от собственного движения надо учитывать квадратичный член по времени. С другой стороны, собственное движение не будет, строго говоря, равно  $\frac{\sigma}{t}$ , т. е. углу между двумя направлениями, деленному на промежуток времени.

Собственное движение звезды для любого момента  $t$  найдем дифференцированием угла  $\sigma$  по времени:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \mu' = \mu - t\mu v_r p \cdot 2,05 \cdot 10^{-6}. \quad (8)$$

Для примера возьмем звезду Барнарда, у которой  $\mu = 10'',27$ ,  $v_r = -111$  км/сек и  $p = 0'',55$ . Тогда

$$\sigma = 10'',27t + t^2 \cdot 0'',00063.$$

Если не учитывать квадратичного члена, то по прошествии 100 лет ошибка в положении звезды достигнет  $6'',3$ .

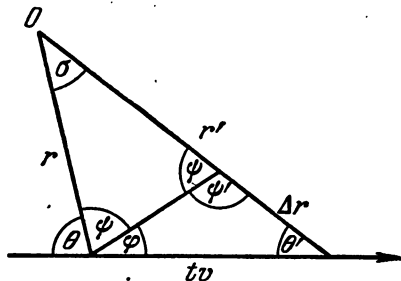


Рис. 166.

Собственное движение звезды Барнарда за 100 лет изменится на  $+0''.126$ .

Выведем формулы векового изменения параллакса и лучевой скорости. Отложим на рис. 166 отрезок  $r$ , равный первоначальному расстоянию, на стороне треугольника  $r'$ . Приращение расстояния будет  $\Delta r = r' - r$ . В новом треугольнике со сторонами  $\Delta r$  и  $tv$  противоположные этим сторонам углы  $\varphi$  и  $\psi' = 180 - \psi$  равны

$$\varphi = 90^\circ + \left( \frac{\sigma}{2} - \theta \right) \text{ и } \psi' = 90^\circ + \frac{\sigma}{2}.$$

Поэтому

$$\frac{tv \sin 1''}{k \Delta r} = \frac{\cos \frac{\sigma}{2}}{\cos \left( \frac{\sigma}{2} - \theta \right)} = \frac{1}{\cos \theta + \operatorname{tg} \frac{\sigma}{2} \sin \theta},$$

где  $\Delta r$  опять выражено в парсеках, а  $t$  — в годах.

Действуя аналогично предыдущему, мы получим

$$\Delta r = \frac{tv_r}{k} \sin 1'' + \frac{t^2}{2} \mu^2 r \sin^2 1''.$$

Переходя к разности параллаксов, имеем:

$$\Delta r = r' - r = \frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{p - p'}{pp'},$$

откуда, пренебрегая квадратичным членом, получим с достаточным приближением

$$p' = p - tv_r p^2 \cdot 1,024 \cdot 10^{-6}. \quad (9)$$

Лучевую скорость звезды для момента времени  $t$  найдем дифференцированием  $\Delta r$  по времени:

$$\frac{d \Delta r}{dt} = v_r' \frac{\text{парсек}}{\text{год}} = \frac{v_r \sin 1''}{k} + t \mu^2 r \sin^2 1''.$$

Для перехода к обычным единицам лучевой скорости, километрам в секунду, следует умножить это равенство на  $\frac{k}{\sin 1''}$ . Тогда окончательно получим:

$$v_r' = v_r + \frac{t \mu^2}{p} \cdot 2,30 \cdot 10^{-5}. \quad (10)$$

Для звезды Барнарда изменения параллакса и лучевой скорости за 100 лет, вычисленные по формулам (9) и (10), будут равны:

$$p' - p = +0'',0038 \quad \text{и} \quad v_r' - v_r = +1,2 \text{ км/сек.}$$

Для звезды Грумбриджа 1830 Вернером (AN, B281, стр. 221, 1954 г.) была сделана попытка вывести кинематический параллакс по изменению собственного движения с помощью формулы (8), т. е.

$$p = - \frac{(\mu' - \mu) \cdot 10^6}{t \mu v_r \cdot 2,05}.$$

Здесь  $\mu = 7''.04$ ,  $v_r = -98 \text{ км/сек}$ ,  $\mu' - \mu = +0''.019$  и  $t = 100$  лет. Тогда получим  $p = 0''.14$ , что вполне удовлетворительно сходится с тригонометрическим параллаксом этой звезды  $0''.11$  \*).

\*) Вернер ошибочно вывел в формуле (8) множитель 1,024 вместо 2,05 и получил  $p = 0'',27$ .

§ 139. Статистические соотношения между средней пространственной скоростью звезды и ее лучевым и тангенциальным компонентами. Будем исходить из предположения, что при любом законе распределения остаточных скоростей звезд это распределение одинаково во всех точках пространства. Практически это условие выполняется по крайней мере в окрестностях Солнца.

Рассмотрим какую-либо пространственную скорость  $v$ , одинаковую по величине и направлению в разных точках окосолнечного пространства. Ее проекции  $v_r$  и  $v_t$  на луч зрения и на плоскость, перпендикулярную к нему, будут меняться в зависимости от направления луча зрения:

$$v_r = v \cos \theta \quad \text{и} \quad v_t = v \sin \theta,$$

где  $\theta$  — угол между лучом зрения и направлением скорости  $v$ . Но разные проекции будут встречаться неодинаково часто. Действительно, луч зрения  $OC$  (рис. 167), составляющий с направлением скорости  $Ov$  постоянный угол  $\theta$ , будет пересекать небесную сферу по окружности  $CC$  радиуса  $\varrho = R \sin \theta$ , где  $R$  — радиус сферы. Следовательно, число проекций  $v_r$  и  $v_t$  пропорционально  $\sin \theta$ . Поэтому среднее значение модулей этих проекций будет равно:

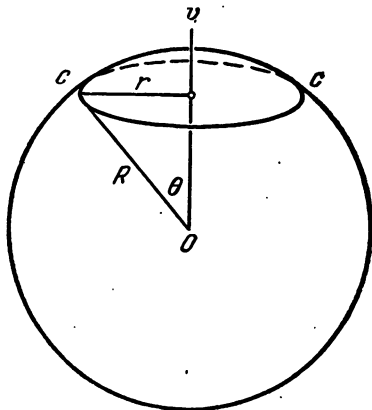


Рис. 167.

$$|\bar{v}_r| = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} v \cos \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta d\theta} = \frac{1}{2} v,$$

$$|\bar{v}_t| = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} v \sin \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta d\theta} = \frac{\pi}{4} v.$$

Так как полученный вывод годится для любой другой пространственной скорости и ее проекций, то в среднем для всех скоростей получим:

$$|\bar{v}_r| = \frac{1}{2} \bar{v} \quad \text{и} \quad |\bar{v}_t| = \frac{\pi}{4} \bar{v}. \quad (11)$$

Таким образом, имеем:

1. Средняя величина модуля проекции скорости звезды на какую-нибудь ось равна половине средней скорости движения в пространстве.

2. Средняя величина модуля проекции скорости звезды на какую-нибудь плоскость равна произведению  $\frac{\pi}{4}$  на среднюю скорость движения в пространстве.

Мы видим, что нет необходимости исходить из сферического распределения пространственных скоростей. Закон распределения может быть произвольным, лишь бы он одинаково выполнялся в любой части пространства.

Из формул (11) вытекает соотношение

$$|\bar{v}_t| = \frac{\pi}{2} |\bar{v}_r|. \quad (12)$$

§ 140. Компоненты  $v$  и  $\tau$  собственных движений. Наблюдаемые собственные движения звезд, так же как и их лучевые скорости, содержат проекции движения Солнца, направленные в обратную сторону.

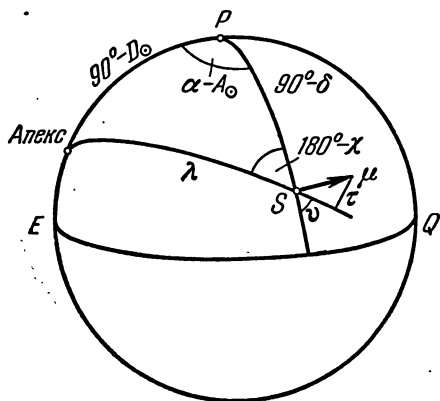


Рис. 168.

Пусть на небесной сфере (рис. 168) отмечена точка, называемая апоксом, куда направлено движение Солнца относительно звезд. Экваториальные координаты апокса обозначим через  $A_{\odot}$  и  $D_{\odot}$ . Противоположная точка на сфере называется антиапоксом. Положение какой-либо звезды с координатами  $\alpha$ ,  $\delta$  отмечено буквой  $S$ . Ее собственное движение изображено вектором  $\mu$ . Проекция этого движения на направление звезда — антиапокс и перпендикулярно к нему носят названия  $v$ - и  $\tau$ -компонентов. Очевидно, что в компонент  $v$  входит отраженное движение Солнца, т. е. параллактическое движение звезды, которое обозначим  $v_p$ . Компонент  $\tau$  свободен от него и содержит проекцию только присущего самой звезде пекулярного движения. Параллактическая составляющая входит также и в лучевую скорость звезды.

Переход от измеренных собственных движений  $\mu_x = \mu_a \cos \delta$  и  $\mu_y = \mu_b$  к компонентам  $v$  и  $\tau$  осуществляется с помощью позиционного угла  $\chi$  параллактического смещения звезды, направленного к антиапоксу:

$$\left. \begin{aligned} v &= \mu_x \sin \chi + \mu_y \cos \chi, \\ \tau &= -\mu_x \cos \chi + \mu_y \sin \chi. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Из полярного треугольника полюс — звезда — апокс имеем по формулам сферической тригонометрии:

$$\begin{aligned} \cos \lambda &= \sin \delta \sin D_{\odot} + \cos \delta \cos D_{\odot} \cos (\alpha - A_{\odot}), \\ \sin \lambda \cos \chi &= -\cos \delta \sin D_{\odot} + \\ &\quad + \sin \delta \cos D_{\odot} \cos (\alpha - A_{\odot}), \\ \sin \lambda \sin \chi &= \cos D_{\odot} \sin (\alpha - A_{\odot}), \end{aligned}$$

откуда находим  $\chi$  и  $\lambda$ , где  $\lambda$  — угловое расстояние звезды от апокса.

Параллактическое движение зависит от  $\lambda$ . Если направление на звезду совпадает с направлением на апокс или антиапокс, то собственное движение будет свободно от влияния движения Солнца. В лучевую скорость параллактический компонент войдет в этом случае полностью. Если угловое расстояние звезды от апокса равно  $90^\circ$ , т. е. направления на звезду и на апокс перпендикулярны, то движение Солнца целиком войдет в  $v$ -компонент и не отразится на лучевой скорости. В общем случае параллактическая составляющая по собственному движению будет пропорциональна  $\sin \lambda$ , а по лучевой скорости  $\cos \lambda$ . Это ясно из рис. 169, где, как и прежде, угол между

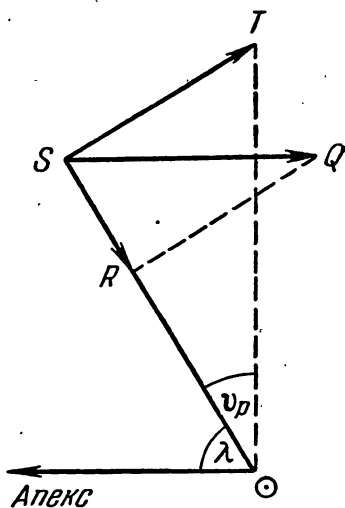


Рис. 169.

направлениями на апекс и на звезду обозначен через  $\lambda$ . Вектор  $SQ$  есть отраженное движение Солнца в пространстве. Проекция этого вектора на луч зрения и на направление, перпендикулярное к нему, будут:

$$SR = SQ \cos \lambda \quad \text{и} \quad ST = SQ \sin \lambda. \quad (14)$$

Угол, под которым виден вектор  $ST$ , равен  $v_p$ . При  $\lambda = 90^\circ$   $ST = SQ$  и угол  $v_p$  достигает максимального значения, которое обозначим буквой  $q$ . Введя расстояние  $r$  от Солнца до звезды, будем иметь:

$$ST = r \sin v_p \quad \text{и} \quad SQ = r \sin q.$$

Подставив эти равенства во второе уравнение (14), получим:

$$\sin v_p = \sin q \sin \lambda,$$

или, по малости углов (выразив их в секундах дуги):

$$v_p'' = q'' \sin \lambda. \quad (15)$$

§ 141. Средние вековые и средние годичные параллаксы звезд. Для каждой звезды с известным собственным движением мы можем вычислить компонент  $v$  по формуле (13). Взяв среднее значение  $\bar{v}$  по многим звездам, можно считать, что пекулярная часть собственных движений в среднем будет равна нулю, так как распределение скоростей звезд, вообще говоря, симметрично. Правда, звезды, обладающие по отношению к Солнцу большими скоростями, показывают асимметрию движений (см. § 148). Их можно исключить. В отдельных участках неба могут существовать местные потоки звездных движений, нарушающих симметрию. Наконец, дифференциальное галактическое вращение производит систематический эффект, различный в разных частях неба (см. § 149).

Все эти обстоятельства приводят к необходимости увеличивать число звезд и выбирать их по возможности равномерно по небесной сфере как в северном, так и в южном полушарии неба. Тогда будет больше оснований считать, что  $\bar{v}$  содержит только параллактический компонент звездных движений.

Параллактическое смещение звезд само не является достаточной характеристикой звездных расстояний, так как зависит от угла  $\lambda$ . Поэтому вычисляется величина  $\bar{q}$ , не зависящая от углового расстояния звезды от апекса Солнца.

Каждая звезда дает уравнение

$$v = v_p + v',$$

где  $v'$  — пекулярная составляющая. Согласно формуле (15) это уравнение можно написать так:

$$v = q \sin \lambda + v'.$$

Решая по способу наименьших квадратов, мы получим вероятнейшее значение для искомого  $\bar{q}$ :

$$\bar{q} = \frac{\sum (v - v') \sin \lambda}{\sum \sin^2 \lambda} = \frac{\sum v \sin \lambda}{\sum \sin^2 \lambda}, \quad (16)$$

так как

$$\frac{\sum v' \sin \lambda}{\sum \sin^2 \lambda} = 0.$$

Величина  $\bar{q}$  носит название среднего векового параллакса и обозначается иногда через  $\left(\frac{h}{q}\right)$ , где под  $h$  понимается путь, пройденный Солнцем за год,

а под  $q$  — расстояние до звезды. В обозначениях\* предыдущего параграфа это будет соответственно  $SQ$  и  $r$ . Таким образом, средним вековым параллаксом называется угол, измеряющий среднее параллактическое движение выбранной группы звезд, отнесенное к направлению, перпендикулярному к направлению на апекс.

Вековые параллаксы характеризуют средние расстояния звезд, группируемых по их видимым величинам и, если возможно, по спектральным классам. В таких группах дисперсия индивидуальных расстояний становится меньше. Кроме того, звезды распределяются по галактическим зонам, так как средние параллаксы звезд данной видимой величины зависят от галактической широты вследствие изменения состава звездного населения по их абсолютным величинам при переходе от высоких широт к галактической плоскости.

При фотографических наблюдениях получают большое количество собственных движений звезд разных видимых величин, вплоть до очень слабых, в небольших площадках неба. Тогда в пределах площадки можно считать углы  $\chi$  и  $\lambda$  с достаточной точностью постоянными, и мы получим:

$$\bar{v} = \bar{\mu}_x \sin \chi + \bar{\mu}_y \cos \chi = \bar{v}_p = \bar{q} \sin \lambda.$$

По многим площадкам, более или менее хорошо распределенным по небу, имеем:

$$\bar{q} = \frac{\sum v_p \sin \lambda}{\sum \sin^2 \lambda}. \quad (17)$$

Чтобы перейти от вековых параллаксов к средним годичным параллаксам  $\bar{p}$ , надо знать скорость Солнца  $v_\odot$  относительно данной группы звезд. Тогда

$$\bar{p} = \frac{4,74 \cdot \bar{q}}{v_\odot}. \quad (18)$$

Беря стандартную скорость Солнца  $19,5$  км/сек, получим, что годичный параллакс оказывается примерно в четыре раза меньше векового. Благодаря этому повышается точность определения расстояний. Кроме того, собственные движения звезд, на основе которых вычисляют вековые параллаксы, определяются по промежутку времени порядка нескольких десятков лет. Вероятная ошибка вековых параллаксов оказывается равной около  $\pm 0,001$ . Из этого следует, что с помощью вековых параллаксов можно определять средние расстояния звезд, в десять раз более удаленных, чем по тригонометрическим параллаксам, которые дают возможность определять расстояния не более  $100-200$  пс и притом только для индивидуальных звезд.

Следует отметить, что имея средний параллакс  $\bar{p}$ , нельзя получить среднее расстояние  $\bar{r}$  просто как обратную величину, так как из-за дисперсии расстояний звезд в каждой группе

$$\bar{p} \cdot \bar{r} = \bar{p} \left( \frac{1}{\bar{p}} \right) \neq 1.$$

Как показывают исследования (см., например, Изв. ГАО, № 138, 1947, стр. 27—28), произведение  $\bar{p} \cdot \bar{r}$  примерно равно двум, если группировать звезды за исключением их спектров только по видимым величинам. Таким образом, чтобы получить средние расстояния в парсеках, надо приблизительно удвоить обратную величину среднего параллакса.

Средние параллаксы различных групп звезд можно получить и по  $\tau$ -компонентам. Для этого нужно знать пекулярные лучевые скорости звезд. Полагая, что средние абсолютные значения  $\tau$ -компонентов, выраженные в угловой мере, соответствуют средним абсолютным лучевым скоростям,



выраженным в километрах в секунду, получим:

$$\bar{p} = 4,74 \frac{|\bar{\tau}|}{|\bar{v}'|}. \quad (19)$$

При этом надо учитывать, что распределение пространственных скоростей звезд следует эллипсоидальному закону (см. § 143) и вычислять среднюю лучевую скорость, которая соответствует данному направлению  $\tau$ -компонента. При равномерном охвате звезд на всей небесной сфере это не обязательно.

Неуверенность определения средних параллаксов звезд разных видимых величин по  $\tau$ -компонентам заключается в том, что лучевые скорости известны лишь для ярких звезд. Поэтому приходится принимать для слабых звезд, для которых обычно неизвестны спектральные классы, средние значения лучевых скоростей по данным для ярких звезд (см. Оорт, Bull. Astr. Inst. Netherl., v. VIII, № 290, 1936).

Оба способа определения средних годовичных параллаксов — по  $v$ - и по  $\tau$ -компонентам — применяются в звездной астрономии. При этом использовались обширные каталоги фотографических и визуальных наблюдений собственных движений звезд. Наиболее полное и точное определение средних параллаксов сделано Биннендейком в 1943 г. на основе фотографических каталогов собственных движений звезд в избранных площадках Каптейна (см. § 145) по наблюдениям на Пулковской и Радклиффской обсерваториях. По Биннендейку средние годовичные параллаксы звезд  $m$ -й фотографической величины представляются формулой

$$\lg \bar{p}(m) = \lg \bar{p}(12,0) - 0,115(m - 12,0),$$

где  $\lg \bar{p}(12,0)$ , в зависимости от галактической широты, имеет следующие значения:

| $b$                 | $0^\circ$  | $10^\circ$ | $20^\circ$ | $30^\circ$ | $40^\circ$ |
|---------------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| $\lg \bar{p}(12,0)$ | 7,262      | 7,311      | 7,382      | 7,452      | 7,516      |
| $b$                 | $50^\circ$ | $60^\circ$ | $70^\circ$ | $80^\circ$ | $90^\circ$ |
| $\lg \bar{p}(12,0)$ | 7,563      | 7,596      | 7,618      | 7,629      | 7,630      |

Ниже дается табл. 1 средних параллаксов  $\bar{p}$ , вычисленных по формуле Биннендейка (в единицах  $0,0001$ ).

Таблица 1

| $m_{pg} \backslash b$ | 9,0 | 10,0 | 11,0 | 12,0 | 13,0 | 14,0 | 15,0 |
|-----------------------|-----|------|------|------|------|------|------|
| $0^\circ$             | 40  | 31   | 24   | 18   | 14   | 11   | 8    |
| $\pm 10$              | 45  | 35   | 27   | 20   | 16   | 12   | 9    |
| 20                    | 53  | 41   | 31   | 24   | 19   | 14   | 11   |
| 30                    | 63  | 48   | 37   | 28   | 22   | 17   | 13   |
| 40                    | 73  | 56   | 43   | 33   | 25   | 19   | 15   |
| 50                    | 81  | 62   | 48   | 37   | 28   | 22   | 17   |
| 60                    | 87  | 67   | 51   | 40   | 30   | 23   | 18   |
| 70                    | 92  | 70   | 54   | 42   | 32   | 24   | 19   |
| 80                    | 94  | 72   | 55   | 43   | 33   | 25   | 19   |
| $\pm 90$              | 94  | 72   | 56   | 43   | 33   | 25   | 19   |

Для того чтобы получить вековые параллаксы  $\bar{q}$ , надо умножить табличные значения на 4,11, полагая  $v_{\odot} = 19,5$  км/сек.

§ 142. Определение апекса Солнца по собственным движениям. В § 137 были выведены формулы (6), из которых две первые связывали наблюдаемые компоненты  $\mu_x$  и  $\mu_y$  собственного движения звезды с проекциями  $\dot{x}$ ,  $\dot{y}$ ,  $\dot{z}$  ее пространственной скорости на прямоугольные оси координат, ориентированные определенным образом.

Собственные движения содержат параллактический и пекулярный компоненты и поэтому правые части уравнений можно также представить, как сумму проекций  $(-\dot{x}_{\odot}, -\dot{y}_{\odot}, -\dot{z}_{\odot})$  отраженного движения Солнца и индивидуальной скорости звезды. Последняя нас не интересует и может быть записана в виде  $\dot{\mu}'_x$  и  $\dot{\mu}'_y$  соответственно.

Таким образом, для каждой звезды имеем два уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \mu_x &= \frac{\dot{x}_{\odot} \sin \alpha - \dot{y}_{\odot} \cos \alpha}{kr} + \dot{\mu}'_x, \\ \mu_y &= \frac{\dot{x}_{\odot} \cos \alpha \sin \delta + \dot{y}_{\odot} \sin \alpha \sin \delta - \dot{z}_{\odot} \cos \delta}{kr} + \dot{\mu}'_y. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Кроме искомых величин  $\dot{x}_{\odot}$ ,  $\dot{y}_{\odot}$ ,  $\dot{z}_{\odot}$ , неизвестными являются пекулярные составляющие  $\dot{\mu}'_x$ ,  $\dot{\mu}'_y$ . Имея достаточное число звезд, расположенных по возможности равномерно на небесной сфере, можно считать, что пекулярные движения взаимно компенсируются. Что касается расстояний  $r$  от Солнца до звезд, то обычно они также неизвестны, особенно для более слабых звезд. Поэтому приходится принимать какое-то среднее расстояние  $\bar{r}$  для всех рассматриваемых звезд и определять по способу наименьших квадратов неизвестные  $\frac{\dot{x}_{\odot}}{\bar{r}}$ ,  $\frac{\dot{y}_{\odot}}{\bar{r}}$ ,  $\frac{\dot{z}_{\odot}}{\bar{r}}$ .

Для уменьшения дисперсии звездных расстояний звезды разбиваются по видимым величинам. Можно вводить множители, учитывающие разницу в средних расстояниях звезд в зависимости от галактической широты, используя, например, отношения средних вековых параллаксов.

При фотографических определениях собственных движений, когда в каждой снятой площадке неба измеряется большое количество звезд, образуют средние  $\bar{\mu}_x$  и  $\bar{\mu}_y$  для звезд разных видимых величин в данной площадке, причем вместо  $\alpha$  и  $\delta$  отдельных звезд достаточно взять координаты  $\alpha_c$  и  $\delta_c$  центра площадки. Пекулярные движения в среднем приравниваются нулю. Тогда уравнения (20) напишутся так:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mu}_x &= \frac{\dot{x}_{\odot} \sin \alpha_c - \dot{y}_{\odot} \cos \alpha_c}{k\bar{r}}, \\ \bar{\mu}_y &= \frac{\dot{x}_{\odot} \cos \alpha_c \sin \delta_c + \dot{y}_{\odot} \sin \alpha_c \sin \delta_c - \dot{z}_{\odot} \cos \delta_c}{k\bar{r}}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Для определения искомых проекций солнечной скорости такие уравнения, составленные для многих площадок, решаются по способу наименьших квадратов. Комбинируя обе системы нормальных уравнений, получаемых из (21), по  $\mu_x$  и по  $\mu_y$ , будем иметь:

$$\begin{aligned} \dot{x}_{\odot} \sum (1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \delta) - \dot{y}_{\odot} \sum \sin \alpha \cos \alpha \cos^2 \delta - \dot{z}_{\odot} \sum \cos \alpha \sin \delta \cos \delta = \\ = \sum \bar{\mu}_x \sin \alpha + \sum \bar{\mu}_y \cos \alpha \sin \delta, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -\dot{\xi}_{\odot} \sum \sin \alpha \cos \alpha \cos^2 \delta + \dot{\eta}_{\odot} \sum (1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \delta) - \dot{\vartheta}_{\odot} \sum \sin \alpha \sin \delta \cos \delta = \\ = -\sum \bar{\mu}_x \cos \alpha + \sum \bar{\mu}_y \sin \alpha \sin \delta, \\ -\dot{\xi}_{\odot} \sum \cos \alpha \sin \delta \cos \delta - \dot{\eta}_{\odot} \sum \sin \alpha \sin \delta \cos \delta + \dot{\vartheta}_{\odot} \sum \cos^2 \delta = -\sum \bar{\mu}_y \cos \delta. \end{aligned}$$

Здесь для сокращения письма через  $\dot{\xi}_{\odot}$ ,  $\dot{\eta}_{\odot}$ ,  $\dot{\vartheta}_{\odot}$  обозначены соответственно  $\frac{\dot{x}_{\odot}}{kr}$ ,  $\frac{\dot{y}_{\odot}}{kr}$ ,  $\frac{\dot{z}_{\odot}}{kr}$ , а  $\alpha$  и  $\delta$  пропущены значки  $c$ .

В общем случае в уравнения (20) или (21) вводятся в качестве неизвестных поправки к постоянной прецессии и члены галактического вращения. Если же прецессия и параметры галактического вращения не требуют определения, то предварительно исправляют собственные движения звезд за эти эффекты.

Найдя величины  $\dot{\xi}_{\odot}$ ,  $\dot{\eta}_{\odot}$  и  $\dot{\vartheta}_{\odot}$ , подставим их в уравнения (5), разделив обе части уравнений на  $kr$ . Для звезды, находящейся точно в апексе Солнца на среднем расстоянии  $\bar{r}$  и не имеющей никакого пекулярного движения, уравнения (5) запишутся в виде

$$\left. \begin{aligned} \dot{\xi}_{\odot} &= \frac{v_{\odot}}{kr} \cos A_{\odot} \cos D_{\odot}, \\ \dot{\eta}_{\odot} &= \frac{v_{\odot}}{kr} \sin A_{\odot} \cos D_{\odot}, \\ \dot{\vartheta}_{\odot} &= \frac{v_{\odot}}{kr} \sin D_{\odot}, \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

где  $A_{\odot}$  и  $D_{\odot}$  — прямое восхождение и склонение солнечного апекса,  $v_{\odot}$  — полная скорость Солнца в километрах в секунду.

Из уравнений (22) легко получаем:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} A_{\odot} &= \frac{\dot{\eta}_{\odot}}{\dot{\xi}_{\odot}}; \quad \operatorname{tg} D_{\odot} = \frac{\dot{\vartheta}_{\odot}}{\sqrt{\dot{\xi}_{\odot}^2 + \dot{\eta}_{\odot}^2}}, \\ \frac{v_{\odot}}{kr} &= \sqrt{\dot{\xi}_{\odot}^2 + \dot{\eta}_{\odot}^2 + \dot{\vartheta}_{\odot}^2}. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Следует помнить, что  $\dot{\xi}_{\odot}$ ,  $\dot{\eta}_{\odot}$ ,  $\dot{\vartheta}_{\odot}$ , так же как и  $\frac{v_{\odot}}{kr}$ , выражены в секундах дуги в год. Следовательно,  $\frac{v_{\odot}}{kr}$  есть не что иное, как вековой параллакс данной группы звезд. Коэффициент  $k=4,738$  (см. § 137). Чтобы найти скорость Солнца в километрах в секунду, надо знать среднее расстояние  $\bar{r}$  в парсеках.

Основные уравнения (20) были предложены в 1859 г. независимо двумя авторами — М. А. Ковальским (*Recherches astronomiques de l'observatoire de Kasan*, № 1) и Дж. Эри (*M. N. R. Astronom. Soc.*, vol. 19, 175). Поэтому данный метод определения элементов движения Солнца следует назвать методом Ковальского — Эри (см. Д. Я. Мартынов, *Астрон. журн.* 27, вып., 3, 169, 1950 г.).

Координаты солнечного апекса определялись по собственным движениям различных групп звезд много раз. Для ярких звезд примерно до 9-й видимой величины координаты апекса получаются близкими к значениям

$$A_{\odot} = 270^{\circ}, \quad D_{\odot} = +30^{\circ} \quad (1900,0).$$

Поскольку, как мы увидим дальше, лучевые скорости ярких звезд дают в среднем такие же результаты, то эти координаты апекса считаются наиболее вероятными и принимаются в качестве стандартных. В галактической системе координат они равны:

$$l_{\odot} = 24^{\circ}, \quad b_{\odot} = +22^{\circ}.$$

Для более слабых звезд апекс Солнца получается несколько другим. Так, по определениям в Пулкове для звезд от 9-й до 15-й фотографической величины, измеренных в площадках Каптейна,

$$A_{\odot} = 285^{\circ} \pm 2^{\circ}, \quad D_{\odot} = +36^{\circ} \pm 1^{\circ}.$$

Возможно, что разница обусловлена увеличением процентного содержания карликов среди более слабых звезд, скорости которых относительно Солнца больше.

Звезды с большими собственными движениями тоже дают увеличение прямого восхождения апекса на  $15-20^{\circ}$ , а его склонения на  $5-10^{\circ}$  по сравнению со стандартными значениями.

С другой стороны, по данным обсерватории Мак-Кормик положение апекса оказалось в зависимости от принятой системы абсолютных собственных движений. Координаты апекса по собственным движениям слабых звезд до 13-й фотографической величины, отнесенным к системе GC, как и в Пулкове, оказались равными

$$A_{\odot} = 285^{\circ} \pm 3^{\circ}, \quad D_{\odot} = +36^{\circ} \pm 2^{\circ},$$

а перевычисленные на абсолютную систему FK3 дали почти стандартный апекс

$$A_{\odot} = 274^{\circ} \pm 2^{\circ}, \quad D_{\odot} = +30^{\circ} \pm 1^{\circ}.$$

По-видимому, здесь влияют систематические ошибки фундаментальных каталогов.

Исследования зависимости от спектральных классов звезд не показали заметной разницы в положении апекса, определяемого по собственным движениям.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что по отношению к различным специальным группам небесных объектов, например, некоторым типам переменных звезд, шаровым скоплениям, галактикам, координаты апекса Солнца и его скорость могут сильно отличаться от стандартных. Это особенно отчетливо сказывается при исследовании лучевых скоростей, так как их можно определять у более далеких объектов.

§ 143. Определение элементов движения Солнца по лучевым скоростям. Обратимся к третьему из уравнений (6), в котором выделим пекулярную составляющую  $v_r$  лучевой скорости. Тогда можно написать:

$$v_r = -\dot{x}_{\odot} \cos \alpha \cos \delta - \dot{y}_{\odot} \sin \alpha \cos \delta - \dot{z}_{\odot} \sin \delta + v_r', \quad (24)$$

где  $-\dot{x}_{\odot}$ ,  $-\dot{y}_{\odot}$ ,  $-\dot{z}_{\odot}$  проекции отраженного движения Солнца.

Имея достаточное число таких уравнений, мы по способу наименьших квадратов получим искомые проекции солнечного движения, полагая, что пекулярные составляющие взаимно компенсируются. Тогда, аналогично формулам (23), имеем:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} A_{\odot} &= \frac{\dot{y}_{\odot}}{\dot{x}_{\odot}}; & \operatorname{tg} D_{\odot} &= \frac{\dot{z}_{\odot}}{\sqrt{\dot{x}_{\odot}^2 + \dot{y}_{\odot}^2}}; \\ v_{\odot} &= \sqrt{\dot{x}_{\odot}^2 + \dot{y}_{\odot}^2 + \dot{z}_{\odot}^2}. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Здесь скорость Солнца  $v_{\odot}$  получается в километрах в секунду.

Координаты солнечного апекса по многим определениям, лучевых скоростей ярких звезд до 5—6 видимой величины дали стандартное его значение:

$$A_{\odot} = 270^{\circ}, \quad D_{\odot} = +30^{\circ} \quad (1900,0).$$

Скорость Солнца относительно этих звезд оказалась равной

$$v_{\odot} = 19,5 \text{ км/сек},$$

которая тоже принята как стандартная.

Однако по отношению к специальным группам небесных объектов скорость Солнца и координаты его апекса показывают значительные отклонения от стандарта.

Так, относительно долгопериодических цефеид элементы движения Солнца оказываются равными

$$A_{\odot} = 287^{\circ}, \quad D_{\odot} = +40^{\circ}, \quad v_{\odot} = 19 \text{ км/сек} \quad (\text{П. П. Паренаго, 1946}).$$

Относительно короткопериодических цефеид имеем:

$$A_{\odot} = 303^{\circ}, \quad D_{\odot} = +44^{\circ}, \quad v_{\odot} = 140 \text{ км/сек} \quad (\text{Е. Д. Павловская, 1953}).$$

Шаровые скопления дают:

$$A_{\odot} = 301^{\circ}, \quad D_{\odot} = +48^{\circ}, \quad v_{\odot} = 168 \text{ км/сек} \quad (\text{Мейалл, 1946}).$$

По внегалактическим туманностям получено:

$$A_{\odot} = 345^{\circ}, \quad D_{\odot} = +50^{\circ}, \quad v_{\odot} = 290 \text{ км/сек} \quad (\text{Хьюмасон, 1955}).$$

Исследование зависимости движения Солнца от спектральных характеристик звезд не привело к вполне ясному результату. Прямое восхождение апекса Солнца при переходе от ранних спектральных классов главной последовательности к более поздним классам несколько возрастает. Это сопровождается некоторым увеличением скорости  $v_{\odot}$  (примерно в полтора раза) относительно карликов по сравнению со скоростью относительно гигантов.

По мнению П. П. Паренаго, все кинематические характеристики звезд главной последовательности, в том числе и параметры движения Солнца, претерпевают резкое изменение в спектральном классе F. Так, например, координаты апекса Солнца и его скорость относительно звезд классов от B до F почти постоянны, затем быстро меняются ( $v_{\odot}$  и  $A_{\odot}$  возрастают, а  $D_{\odot}$  убывает) на протяжении спектрального класса F, а далее для классов G, K и M остаются без существенных изменений.

§ 144. К-эффект. Еще в ранних работах по определению движения Солнца по лучевым скоростям было отмечено, что введение постоянного члена в уравнение (24) в некоторых случаях лучше удовлетворяет наблюдениям. Этот член получил название К-члена, а само явление стало называться К-эффектом,

$$v_r = K - x_{\odot} \cos \alpha \cos \delta - y_{\odot} \sin \alpha \cos \delta - z_{\odot} \sin \delta + v_r'. \quad (26)$$

К-член оказался зависящим от спектрального класса звезд. Наибольшего значения он достигает для звезд классов O и B, становится значительно меньшим для класса A и почти равен нулю для более поздних спектральных классов.

В табл. 2 мы даем средние значения К-члена для разных спектральных классов по определению нескольких авторов. Ошибки этих определений порядка десятых долей километра в секунду.

Природа К-эффекта окончательно не разгадана. Понимаемый в буквальном смысле К-эффект означал бы, что все окружающие нас O—B-звезды уда-

ляются от Солнца, в каком бы направлении они ни наблюдались. Систематические ошибки в определении длин волн спектральных линий, служащих для определения лучевых скоростей, или какие-либо движения в атмосферных слоях В-звезд, не могут объяснить наблюдаемого явления.

Частично  $K$ -эффект объясняется смещением спектральных линий в красную сторону спектра, вызванным полем тяготения массивных звезд согласно

теории относительности. По расчетам Пласскетта и Пирса величина «красного смещения» для звезд класса В равна  $+1,3$  км/сек, что составляет лишь четверть полного  $K$ -эффекта.

Звезды класса В часто образуют группы с общим движением и возможно, что наличие постоянной лучевой скорости обязано групповому движению хотя бы части этих звезд. Нередко указывалось на существование местного потока В-звезд в созвездиях Скорпиона — Центавра в южном полушарии неба. Интересно отметить, что по исследованиям некоторых авторов  $K$ -эффект обнаруживается лишь у ярких В-звезд. Так, по Нордстрем, для 353 звезд ярче

6-й величины  $K = +4,2 \pm 0,6$  км/сек, а для 379 более слабых звезд  $K = -1,8 \pm 0,9$  км/сек.

§ 145. План «избранных площадей» Каптейна. Для получения статистических выводов звездной астрономии нет необходимости иметь данные о всех звездах на небе. Эта задача к тому же потребовала бы огромного труда и вряд ли была бы доведена до конца даже соединенными усилиями всех обсерваторий мира.

В 1906 г. голландский астроном Каптейн предложил план исследования различных характеристик звезд вплоть до самых слабых в избранных участках неба. Такой выборочный метод, аналогичный методу «черпков» Вильяма Гершеля, может дать статистически правильное представление о структуре Галактики и ее динамике. План «избранных площадей» Каптейна состоит из двух частей — систематической, в которой исследованию подлежат 206 областей, равномерно распределенных по небу, и специальной — включающей 46 площадей, расположенных главным образом в Млечном Пути. В первую очередь должна быть выполнена систематическая часть плана.

Распределение центров 206 площадей по кругам склонений дано в табл. 3. По прямому восхождению области расположены через каждый час или более, в зависимости от склонения. Размеры площадок точно не устанавливались, они зависят от типа инструмента и цели наблюдений. Обычные размеры исследуемого поля находятся в пределах от одного до нескольких квадратных градусов.

Для звезд в «избранных площадях» требуется определить положения, фотографические, визуальные и фотовизуальные величины, цвета, спектры, собственные движения, лучевые скорости и другие характеристики. Ясно, что предельная звездная величина различна в зависимости от возможности определений разных характеристик.

За промежуток времени более 50 лет план Каптейна подвергся некоторым изменениям. Например, отпала задача массового определения тригонометрических параллакс, так как расстояния огромного большинства

Таблица 2

| Спектр | $K$ -член, км/сек | Число звезд |
|--------|-------------------|-------------|
| О—В    | +4,8              | 929         |
| A      | +0,7              | 1242        |
| F      | -0,3              | 722         |
| G      | -0,7              | 677         |
| K      | 0,0               | 1805        |
| M      | +0,4              | 456         |

Таблица 3

| $\delta$       | Число площадей |
|----------------|----------------|
| $\pm 90^\circ$ | 2              |
| $\pm 75$       | 12             |
| $\pm 60$       | 24             |
| $\pm 45$       | 48             |
| $\pm 30$       | 48             |
| $\pm 15$       | 48             |
| 0              | 24             |

звезд оказались за пределами точности таких измерений. Возникли новые задачи определения фотоэлектрических звездных величин, абсолютных величин звезд, поляризации света звезд и другие.

Многие обсерватории разных стран приняли участие в плане исследований, предложенных Каптейном.

В настоящее время выполнение этого плана представляется в следующем виде.

а) **Обозрения положений и звездных величин.** Для всех 206 площадей систематического плана составлены каталог положений (с точностью до  $1^s$  по  $\alpha$  и до  $1''$  по  $\delta$ ) и каталог фотографических величин для звезд в среднем до 16-й величины. Размеры поля  $40' \times 40'$ ,  $60' \times 60'$  и  $80' \times 80'$  — для низких, средних и высоких галактических широт соответственно. Даны экваториальные координаты центров площадок. Работа выполнена в Гронингене (Голландия) по пластинкам, снятым на Гарвардской обсерватории, и опубликована в 1918—1924 гг. в трех томах.

Для всех 46 площадей специального плана аналогичный каталог издан в 1952 г. в двух томах.

б) **Фотографические, визуальные и фотовизуальные величины; показатели цвета и спектры.** Для 39 площадей систематического плана от северного полюса до круга склонений  $-15^\circ$  определены фотографические величины до 18—19 предельной величины на обсерватории Маунт Вилсон. Размер поля  $15' \times 15'$  для галактических широт меньше  $40^\circ$  и  $20' \times 20'$  для более высоких широт. Но для площадок в широтах меньше  $40^\circ$  отдельно даны дополнительные звезды, которые увеличивают размеры поля почти до площади  $20' \times 20'$ . Каталог опубликован в 1930 г.

На той же обсерватории подготовлен к печати каталог фотовизуальных величин звезд до предельной величины 14—16 для тех же площадей.

Для южных зон от  $-15^\circ$  до  $-90^\circ$  определены фотографические величины звезд ярче  $10^m,5$  на обсерватории в Лейдене по снимкам, полученным в Йоганнесбурге (Южная Африка). Размер поля 16 кв. градусов. Каталог вышел в 1957 г. Работа продолжается с целью охвата звезд до 14-й величины в тех же площадях.

Абастуманская обсерватория закончила определение цветовых показателей для звезд от 10-й до 13-й величины в 43 площадях в зонах от северного полюса до склонения  $+45^\circ$ . Поле каждой площадки  $2 \times 2^\circ$ . Каталог опубликован в 1949 г. Работа продолжена в зоне  $+30^\circ$ .

На Пулковской обсерватории определены методом продольного спектрографа, предложенным Г. А. Тиховым, цветовые показатели звезд Боннского обозрения (BD), попадающих в площади Каптейна. Диаметр поля  $4^\circ$ . Опубликованы каталоги для зон от  $+90^\circ$  до  $+15^\circ$  в изданиях Пулковской обсерватории в 1937 и в 1951 гг. Подготавливаются к печати зоны  $0^\circ$  и  $-15^\circ$  склонения.

Гамбургская обсерватория в Бергедорфе издала каталог спектров звезд до 13-й фотографической величины во всех 115 северных площадях Каптейна, включая экватор. Размеры поля  $3^\circ,5 \times 3^\circ,5$ . Каталог опубликован в 1935—1953 гг. в пяти томах. В каталоге даны фотографические величины звезд, измеренные в Гронингене по снимкам, полученным в Гарвардской обсерватории.

Кроме упомянутых выше работ, на разных обсерваториях с различной целью произведены определения звездных величин в отдельных зонах и площадках. Полный список опубликованных статей, а также сведения о ведущихся или запланированных работах помещаются в отчетах 32-й комиссии Международного Астрономического Союза в его Трудах, издаваемых периодически. С 1961 г. они печатаются в отчетах подкомиссии 33с.

в) Собственные движения. Относительные собственные движения многих тысяч звезд до 15-й предельной величины в северных площадках неба определены на Радклиффской обсерватории (Оксфорд) и в Пулкове. Размеры поля от  $20' \times 20'$  до  $80' \times 80'$ . Соответствующие каталоги опубликованы в 1934 и в 1940 гг.

На некоторых других обсерваториях закончены фотографические наблюдения первых эпох и начато фотографирование вторых эпох. На обсерваториях в Алжире, Хельсинки, Капской и других для вывода собственных движений звезд до 12-й величины используются старые снимки «Карты Неба», совпадающие с «избранными площадями».

г) Лучевые скорости. Лучевые скорости более ярких звезд определены в северных площадях неба на некоторых обсерваториях. Лучевые скорости 467 звезд ярче 9-й величины в 139 площадях в зонах от  $+90^\circ$  до  $-15^\circ$  склонения определены на обсерватории Маунт Вилсон и даны в списке на стр. 485—495 Трудов МАС за 1952 г.

Для площадей 140—206 в южном полушарии неба на Капской обсерватории заканчиваются измерения лучевых скоростей звезд каталога GC с собственными движениями более  $0''.1$ .

На обсерватории Верхний Прованс (Франция) начаты определения лучевых скоростей звезд до 10-й предельной величины методом объективной призмы прямого зрения во всех площадях северного неба. Размер поля  $3^\circ \times 4^\circ$ .

В «избранных площадях» определяются также и другие характеристики звезд. Так, на обсерватории в Стокгольме определены спектральные абсолютные величины звезд до 13,5 фотографической величины в 15 северных площадях. Работы опубликованы в 1951, 1955 и 1956 гг.

На Абастуманской обсерватории определены спектральные абсолютные величины 766 звезд классов В—А ярче 9-й величины в 44 площадях Каптейна. Результаты опубликованы в 1958 г.

В площадях Каптейна исследуются переменные звезды, двойные звезды, звезды с большими собственными движениями.

Полная библиография, как мы уже указывали, дается в отчетах комиссий МАС.

На основании наблюдательных данных, полученных на многих обсерваториях, активно участвующих в плане Каптейна, выполнены многочисленные работы звездно-статистического характера, касающиеся строения и динамики Галактики.

Надо добавить, что за последние годы в связи с развитием многих отраслей астрономии предложены новые планы исследования Галактики. Так, Пулковская обсерватория разработала план фотографических наблюдений галактик с целью привязки к ним собственных движений звезд до 17-й фотографической величины в 300 площадях всего неба. Размеры площадок около 4 кв. градусов. План успешно выполняется на многих обсерваториях в международном масштабе.

Ликская обсерватория для тех же целей закончила фотографирование первых эпох всей области неба от северного полюса до склонения  $-23^\circ$  на пластинках, покрывающих 36 кв. градусов. Эти фотографии позволят впоследствии определить абсолютные собственные движения звезд до 18,5 величины относительно слабых галактик.

П. П. Паренаго (ГАИШ) предложил комплексный план изучения ряда областей в Млечном Пути, представляющих особый интерес. Многие обсерватории принимают участие в выполнении этого плана.

§ 146. Понятие центроида. Остаточные скорости звезд. Пусть  $P(x, y, z)$  — некоторая точка в звездной системе. Рассмотрим объем  $Q$ , включающий эту точку и содержащий достаточно большое число звезд  $n$ . Скорости звезд



в этом объеме будут различны. Мы можем рассмотреть их среднюю скорость

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \mathbf{v}_i, \quad (27)$$

где  $\mathbf{v}_i$  — вектор скорости  $i$ -й звезды.

Средняя скорость, являющаяся скоростью геометрического центра данных звезд, отличается от скорости центра инерции рассматриваемых звезд тем, что в ней не учитывается различие масс звезд.

Будем теперь сжимать объем  $Q$ . Очевидно, что при этом средняя скорость (27) будет изменяться.

Формально, скоростью центроида  $P(x, y, z)$  называется предел вектора (27), когда объем  $Q$  стремится к нулю так, чтобы  $n \rightarrow 1$ . При этом необходимо, чтобы этот предел не зависел от характера приближения рассматриваемого объема к нулю.

На самом деле ввиду дискретности строения звездной системы и различия в скоростях звезд предела вектора (27) при сжатии объема  $Q$  не существует. По мере уменьшения  $Q$  изменение вектора (27), вызываемое выходом очередной звезды из сжимаемого объема, будет становиться все более значительным, а конечное (при  $n=1$ ) значение этого вектора будет зависеть от того, какая именно звезда наряду с точкой  $P$  оказалась в объеме  $Q$ , когда он сжался до нуля.

Поэтому строгого определения понятий центроида и скорости центроида дать невозможно. Нестрогое же определение будет следующим. Скоростью центроида  $P(x, y, z)$  называется средняя скорость звезд, находящихся в сферическом объеме радиуса  $r$  с центром в  $P(x, y, z)$ . Точно указать величину радиуса  $r$  нельзя. Приблизительно же оценить его можно следующим образом. Рассмотрим множество сфер того же радиуса  $r$ , касающихся сферы  $Q$ . Для каждой из этих соседних сфер также можно определить среднюю скорость содержащихся в ней звезд. Пусть  $\Delta \bar{v}$  — наибольшая из разностей векторов средних скоростей в сферическом объеме  $Q$  и в соседнем сферическом объеме. Радиус  $r$  нужно уменьшать до тех пор, пока изменение (27), вызываемое отдельными, остающимися за пределами сферы, звездами мало в сравнении с  $\Delta \bar{v}$ . При таком определении  $r$  оно во вращающихся звездных системах, как правило, будет мало в сравнении с радиусом всей системы и в то же время число звезд в сфере  $Q$  будет велико в сравнении с единицей.

Если рассмотреть две соседние звезды и центроиды, по положению совпадающие с этими звездами, то в общем случае разность скоростей центроидов будет во много раз меньше разностей скоростей звезд. Таким образом, введение понятия центроидов сообщает звездной системе свойство непрерывности.

Помимо общего понятия центроида вводится также понятие специальных центроидов. К этому понятию мы придем, если будем в объеме  $Q$  рассматривать не все звезды, а только звезды, обладающие каким-нибудь общим признаком, например звезды данного спектрального класса или звезды, обладающие большими собственными движениями. Очевидно, что специальные центроиды отличаются от общего центроида.

Разность векторов скорости звезды и скорости центроида в точке, занимаемой этой звездой, называется остаточной скоростью звезды; например, скорость Солнца в 19,5 км/сек по направлению к апексу является остаточной скоростью Солнца. Иногда вместо термина остаточная скорость употребляют термин пекулярная скорость.

При исследовании кинематических свойств звездной системы удобно вместо рассмотрения функции распределения полных скоростей звезд в

каждой точке рассматривать скорости центроида и функцию распределения остаточных скоростей звезд в каждой точке.

Ввиду того что скорости близких друг к другу центроидов мало отличаются друг от друга, для нахождения остаточных скоростей близких звезд практически достаточно к наблюдаемой скорости этих звезд прибавлять остаточную скорость Солнца, или, что то же, из наблюдаемой скорости звезд вычесть скорость их параллактического движения, вызываемого движением Солнца к апексу. Для нахождения же остаточных скоростей далеких звезд, кроме исключения скорости остаточного движения Солнца, необходимо учесть влияние разности скоростей центроидов Солнца и данных звезд.

§ 147. Распределение статочных скоростей звезд. Как известно, скорости молекул в стационарном газе распределены согласно закону Максвелла. Функция распределения проекции скоростей молекул на любое направление имеет вид

$$F(\gamma) d\gamma = \frac{N}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\gamma^2}{2\sigma^2}} d\gamma, \quad (28)$$

причем для всех направлений величина параметра  $\sigma$  одна и та же. Если обозначить через  $u, v, w$  прямоугольные компоненты скоростей молекул, то распределение всех трех этих компонентов в законе Максвелла задается выражением

$$F(u, v, w) du dv dw = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma^3} e^{-\frac{1}{2\sigma^2}(u^2+v^2+w^2)} du dv dw. \quad (29)$$

В (29) уравнения поверхностей одинаковой плотности имеют вид

$$u^2 + v^2 + w^2 = \text{const},$$

т. е. эти поверхности являются сферами. Поэтому распределение Максвелла является сферическим распределением. Оно является частным случаем общего сферического закона распределения

$$F(u, v, w) du dv dw = f(u^2 + v^2 + w^2) du dv dw. \quad (30)$$

При сферическом распределении все направления движений равноправны.

До начала XX в. по аналогии с газом предполагали, что остаточные скорости звезд также распределены по закону (29).

Однако в 1904 г. Каптейн обнаружил, что для скоростей звезд существует два преимущественных направления, которые он назвал *вертексами*. Если исключить скорость Солнца, т. е. рассматривать остаточные скорости звезд, то координаты вертексов следующие:

$$\begin{aligned} \text{первый вертекс: } \alpha &= 91^\circ, & \delta &= +13^\circ, \\ \text{второй вертекс: } \alpha &= 271^\circ, & \delta &= -13^\circ. \end{aligned}$$

Таким образом, эти направления противоположны друг другу.

Основываясь на полученном результате, Каптейн выдвинул гипотезу о существовании двух звездных потоков. Эти звездные потоки движутся навстречу друг другу, первый со скоростью  $u_1$ , второй со скоростью  $u_2$ , и успели проникнуть один внутрь другого. В то же время в каждом потоке остаточные скорости звезд по отношению к потоку (как к центроиду) распределены по закону Максвелла. В таком случае общий закон распределения остаточных скоростей может быть приближенно представлен выражением

$$\begin{aligned} F(u, v, w) du dv dw &= \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \left[ \frac{N_1}{\sigma_1^3} e^{-\frac{1}{2\sigma_1^2}[(u-u_1)^2+v^2+w^2]} + \frac{N_2}{\sigma_2^3} e^{-\frac{1}{2\sigma_2^2}[(u-u_2)^2+v^2+w^2]} \right] du dv dw. \end{aligned}$$

В отличие от максвелловского закона, задаваемого одним параметром  $\sigma$ , распределение в теории потоков Каптейна требует знания семи параметров:  $\frac{N_1}{N_2}$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $u_1$ ,  $u_2$  и двух координат, задающих направление  $u_1$  (и  $u_2$ ). Теория потоков Каптейна была подробно развита Эддингтоном. Из его результатов следует, что в любом объеме пространства представлены как звезды одного потока, так и звезды другого потока. Поэтому, предполагая существование двух потоков, мы должны считать, что эти потоки идеально перемешаны. Эта особенность делает гипотезу двух потоков искусственной.

Более естественную точку зрения выдвинул К. Шварцшильд [1912]. Он предположил просто, что для остаточных звездных движений различные направления не равноправны. Существует предпочтительное направление, совпадающее с вертексами потоков Каптейна. Проекция скоростей на это направление распределены по закону (28), но так как скорости в этом направлении больше, то больше и параметр  $\sigma$ , характеризующий дисперсию скоростей.

Таким образом, основываясь на аналогии с законом Максвелла, но предполагая, что дисперсии остаточных скоростей звезд в трех взаимно перпендикулярных направлениях не равны, Шварцшильд предложил следующий закон распределения прямоугольных компонентов остаточных скоростей звезд:

$$F(u, v, w) du dv dw = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{u^2}{\sigma_1^2} + \frac{v^2}{\sigma_2^2} + \frac{w^2}{\sigma_3^2} \right)} du dv dw. \quad (31)$$

В этом распределении уравнения поверхностей одинаковой плотности имеют вид

$$\frac{v^2}{\sigma_1^2} + \frac{v^2}{\sigma_2^2} + \frac{w^2}{\sigma_3^2} = \text{const}, \quad (32)$$

т. е. являются уравнениями эллипсоида. Поэтому распределение Шварцшильда часто называют эллипсоидальным законом распределения. На самом деле общий эллипсоидальный закон распределения имеет вид

$$F(u, v, w) du dv dw = f \left( \frac{u^2}{\sigma_1^2} + \frac{v^2}{\sigma_2^2} + \frac{w^2}{\sigma_3^2} \right) du dv dw, \quad (33)$$

а распределение Шварцшильда есть некоторая частная конкретная форма общего закона.

Распределение Шварцшильда содержит шесть параметров —  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$ , две угловые координаты, определяющие направление компонента  $u$  и одну угловую координату, определяющую направление компонента  $v$ .

Предложено несколько способов определения этих параметров по лучевым скоростям звезд, собственным движениям, пространственным скоростям (см., например, [15]), и выполнено большое число определений этих параметров на различном материале.

Полученные результаты достаточно хорошо согласуются между собой и состоят в следующем.

1) Наибольшая ось эллипсоида скоростей направлена на центр Галактики, средняя лежит в плоскости Галактики, перпендикулярно к направлению на центр, а наименьшая ось параллельна оси симметрии Галактики.

2) Отношение осей равно  $1 : 0,62 : 0,50$ . Эта количественная характеристика обладает значительной устойчивостью (отклонения не превосходят нескольких сотых) и мало зависит от типа рассмотренных звезд.

3) В то время как отношение осей эллипсоида устойчиво для различных статистических коллективов звезд, величина осей весьма существенно зависит от типа рассмотренных звезд. Это видно из табл. 4, заимствованной

Т а б л и ц а 4

| Группы звезд                                                          | $N$  | $L$ | $B$  | $v_{\odot}$ | $\sigma_1$ | $\sigma_2$ | $\sigma_3$ | Автор                            |
|-----------------------------------------------------------------------|------|-----|------|-------------|------------|------------|------------|----------------------------------|
| B0—B5 . . . . .                                                       | 40   | 18° | +22° | 18          | 10         | 8          | 5          | Паренаго, 1949                   |
| B6—A2 . . . . .                                                       | 53   | 12  | +25  | 16          | 16         | 10         | 6          | то же                            |
| A3—A8 . . . . .                                                       | 61   | 6   | +20  | 18          | 19         | 9          | 8          | » »                              |
| A9—F1 . . . . .                                                       | 110  | 11  | +24  | 17          | 24         | 13         | 9          | » »                              |
| dF2—dF4 . . . . .                                                     | 180  | 21  | +28  | 16          | 27         | 17         | 12         | » »                              |
| dF5—dF7 . . . . .                                                     | 177  | 39  | +22  | 21          | 32         | 21         | 17         | » »                              |
| dF8—dG2 . . . . .                                                     | 188  | 32  | +6   | 33          | 46         | 28         | 23         | » »                              |
| dG3—dG7 . . . . .                                                     | 113  | 33  | +3   | 37          | 50         | 30         | 27         | » »                              |
| dG8—dK2 . . . . .                                                     | 100  | 30  | +14  | 36          | 52         | 30         | 23         | » »                              |
| dK3—dK5 . . . . .                                                     | 121  | 46  | +14  | 38          | 51         | 29         | 23         | » »                              |
| dM . . . . .                                                          | 170  | 38  | +20  | 26          | 46         | 26         | 22         | » »                              |
| gA—gF . . . . .                                                       | 59   | 10  | +20  | 27          | 27         | 14         | 10         | » »                              |
| gG—gM . . . . .                                                       | 1226 | 31  | +19  | 19          | 30         | 20         | 16         | » »                              |
| sgF—sgK . . . . .                                                     | 113  | 45  | +20  | 30          | 42         | 27         | 24         | » »                              |
| cO—cM . . . . .                                                       | 173  | 23  | +21  | 16          | 13         | 10         | 8          | » »                              |
| Неправильные и полу-<br>правильные перемен-<br>ные класса M . . . . . | 45   | 41  | +27  | 30          | 38         | 23         | 19         | » »                              |
| Гиганты с большими<br>скоростями . . . . .                            | 20   | 48  | +11  | 106         | 100        | 60         | 50         | » »                              |
| Короткопериодические<br>цефеиды . . . . .                             | 132  | 49  | +4   | 140         | 122        | 122        | 65         | Павловская, 1953                 |
| Облака межзвездного<br>газа . . . . .                                 | 837  | 27  | +23  | 18          | 7          | 7          | 5          | Ерлексова, 1952                  |
| Долгопериодические це-<br>феиды . . . . .                             | 125  | 38  | +12  | 19          | 12         | 9          | 5          | Паренаго, 1946                   |
| Рассеянные звездные<br>скопления . . . . .                            | 26   | 37  | +21  | 22          | 15         | 12         | 6          | Бархатова, 1949                  |
| Звезды R и N . . . . .                                                | 88   | 20  | +32  | 23          | 30         | 28         | 38         | Вилсон, 1935 и<br>Икауникс, 1952 |
| Планетарные туманно-<br>сти . . . . .                                 | 96   | 41  | +13  | 31          | 45         | 35         | 20         | Вирту, 1922                      |
| Шаровые звездные скоп-<br>ления . . . . .                             | 50   | 51  | +8   | 168         | 110        | —          | —          | Мейалл, 1946                     |
| Белые карлики . . . . .                                               | 50   | 32  | 0    | 45          | 45         | 28         | 20         | Паренаго, 1949                   |
| Субкарлики . . . . .                                                  | 141  | 59  | +3   | 136         | 125        | 96         | 64         | » »                              |
| Звезды типа Миры Кита<br>кроме периодов 150—<br>200 дней . . . . .    | 86   | 44  | +18  | 24          | 38         | 30         | 29         | Куликовский, 1948                |
| Звезды типа Миры Ки-<br>та, периоды 150—200<br>дней . . . . .         | 13   | 35  | +7   | 120         | 91         | 45         | 36         | » »                              |

из «Курса звездной астрономии» П. П. Паренаго, в которой приведены результаты определения величины осей эллипсоида для различных групп звезд и других объектов.

Здесь  $L$  и  $B$  — галактические долгота и широта направления скорости Солнца относительно центроида рассмотренных звезд,  $v_{\odot}$  — величина этой скорости в километрах в секунду  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  — полуоси эллипсоида скоростей в километрах в секунду.

Изменение  $L, B$  и  $v_{\odot}$  в зависимости от типа объектов показывает, что скорости центроидов этих объектов различны. Причина этого будет рассмотре-на в § 148 и 149. Весьма сильно изменяются и величины полуосей эллипсои-дов скоростей. Важное значение имеет обнаруживаемая в таблице особенность, состоящая в том, что полуоси эллипсоида скоростей по мере продвижения от ранних спектральных классов к поздним сначала на участке B0—dF4 мед-ленно растут, затем, при переходе от dF5 к dG7, испытывают быстрый рост, а после dG8 остаются практически постоянными.

Для объяснения этого явления выдвинуто несколько гипотез. Согласно гипотезе П. П. Паренaго (1951) главная последовательность звезд состоит на самом деле из двух последовательностей. Это разделение носит космогонический характер. Звезды первой части последовательности (от  $O$  до  $F$ ) образуются в плоских подсистемах и имеют малые остаточные скорости (в среднем  $25 \text{ км/сек}$ ), а звезды второй части последовательности (от  $F$  до  $M$ ) образуются в промежуточных подсистемах и имеют большие остаточные скорости (в среднем  $60 \text{ км/сек}$ ). Эти последовательности на участке  $F-G$  перекрываются и поэтому здесь наблюдается быстрое возрастание остаточных скоростей, а не резкий скачок.

Рост остаточных скоростей звезд на участке  $O-B$  по гипотезе Т. А. Агекяна [1950] вызван взаимодействием (с учетом гравитационных сил и сил светового давления) этих звезд высокой светимости с диффузной материей.

М. Шварцшильд и Спигер [1951] выдвинули гипотезу, согласно которой большие остаточные скорости звезд поздних спектральных классов объясняются гравитационным взаимодействием (без учета сил светового давления) звезд с массивными облаками пылевой материи ( $m=10^6 m_\odot$ ).

Эллипсоидальный закон является удобным приближением для распределения остаточных скоростей звезд. Однако необходимо подчеркнуть, что теоретически этот закон не обоснован. Он опирается на аналогии с максвелловским распределением скоростей молекул газа. Но, как строго доказано Больцманом, максвелловский закон устанавливается в результате взаимодействия молекул между собой. В обычных условиях для газа требуются ничтожные доли секунды, чтобы достичь максвелловского распределения.

Взаимодействия звезд между собой также должны приводить к максвелловскому распределению скоростей. В рассеянных звездных скоплениях, где звездные сближения сказываются относительно быстро, распределение остаточных скоростей должно быть близким к максвелловскому. Небольшое отклонение от максвелловского распределения вызывается лишь тем, что звезды, скорости которых больше критической скорости для скопления, покидают скопление. Для того же, чтобы максвелловское распределение установилось в галактическом поле, требуется огромный срок, во много раз превосходящий время существования самой нашей звездной системы. Как будет показано в § 158, эллипсоидальный закон противоречит наблюдаемым данным. Динамические соображения показывают, что можно лишь утверждать о существовании эллиптического закона распределения проекций малых остаточных скоростей на плоскость Галактики,

$$F(u, v) du dv = f\left(\frac{u^2}{\sigma_1^2} + \frac{v^2}{\sigma_2^2}\right) du dv. \quad (34)$$

При этом нет оснований считать, что конкретная форма этого эллиптического закона шварцшильдовская (аналогичная (31)).

Общую задачу нахождения закона распределения остаточных скоростей звезд по наблюдаемому распределению лучевых скоростей в различных участках неба рассмотрел В. А. Амбарцумян (1936). Решение той же задачи по собственным движениям звезд было дано В. В. Соболевым (1938). Эти методы, имеющие значительный теоретический интерес, сложны для практического применения. Рассмотрим поэтому более простой, хотя и менее общий метод, позволяющий по наблюдаемым лучевым скоростям определить не саму функцию распределения остаточных скоростей, а ее моменты.

Пусть  $d\omega$  — малый телесный угол с галактическими координатами  $l$  и  $b$ , причем  $l$  отсчитывается от направления на центр Галактики. Число звезд с лучевыми скоростями, заключенными между  $v_r$  и  $v_r + dv_r$ , в этом телесном угле равно

$$N(l, b) \Phi(v_r, l, b) dv_r d\omega, \quad (35)$$

где  $N(l, b)$  — поверхностная плотность числа звезд, а  $\varphi(v_r, l, b)$  — нормированная функция распределения лучевых скоростей звезд.

Если  $u'$ ,  $v'$  и  $w'$  — прямоугольные компоненты скорости звезды относительно Солнца, то справедливо соотношение

$$v_r = \xi u' + \eta v' + \zeta w', \quad (36)$$

где  $\xi$ ,  $\eta$  и  $\zeta$  — направляющие косинусы, определяемые равенствами

$$\xi = \cos l \cos b, \quad \eta = \sin l \cos b, \quad \zeta = \sin b.$$

Обозначим, далее, через  $-u_0$ ,  $-v_0$  и  $-w_0$  прямоугольные компоненты остаточной скорости Солнца, а через  $u$ ,  $v$  и  $w$  — прямоугольные компоненты остаточной скорости звезд. Будем считать, что рассматриваются только близкие звезды, тогда разностью скоростей центроидов Солнца и звезд можно пренебречь, и будут справедливы соотношения

$$u = u' - u_0, \quad v = v' - v_0, \quad w = w' - w_0. \quad (37)$$

Средние значения компонентов остаточных скоростей по самому определению остаточных скоростей равны нулю:

$$\bar{u} = 0, \quad \bar{v} = 0, \quad \bar{w} = 0, \quad (38)$$

поэтому

$$\bar{u}' = u_0, \quad \bar{v}' = v_0, \quad \bar{w}' = w_0. \quad (39)$$

Из этого следует, что

$$\bar{v}_r = \xi u_0 + \eta v_0 + \zeta w_0. \quad (40)$$

Если искомую функцию распределения компонентов остаточных скоростей звезд обозначить через  $F(u, v, w)$ , то будет справедливо равенство

$$N(l, b) \Phi(v_r, l, b) dv_r d\omega = N(l, b) d\omega \int_{(\Gamma)} F(u, v, w) d\gamma, \quad (41)$$

где  $d\gamma = du' dv' dw'$ , а интеграл в правой части (41) взят по объему в пространстве скоростей, заключенному между плоскостями

$$\left. \begin{aligned} v_r &= \xi u' + \eta v' + \zeta w', \\ v_r + dv_r &= \xi u' + \eta v' + \zeta w'. \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

После сокращения (41) принимает вид

$$\Phi(v_r, l, b) dv_r = \int_{(\Gamma)} F(u, v, w) d\gamma. \quad (43)$$

Помножим обе части (43) на  $(v_r - \bar{v}_r)^p$  и проинтегрируем по  $v_r$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Необходимо при этом иметь в виду, что для каждого значения  $v_r$  и  $\bar{v}_r$  справедливы соотношения (36) и (40). Кроме того, заметим, что поскольку  $(\Gamma)$  представляет собой объем, заключенный между двумя параллельными плоскостями (42), расстояние между которыми равно  $dv_r$ , то интегрирование правой части по  $v_r$  от  $-\infty$  до  $+\infty$  означает, что вместо интегрирования по объему  $(\Gamma)$  мы должны произвести интегрирование по всему бесконечному пространству.

Очевидно, что если перейти к переменным интегрирования  $u$ ,  $v$  и  $w$ , то объем интегрирования останется тем же. Таким образом,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (v_r - \bar{v}_r)^p \Phi(v_r, l, b) dv_r = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\xi u + \eta v + \zeta w)^p F(u, v, w) du dv dw. \quad (44)$$

Стоящий в левой части центральный момент  $p$ -го порядка функции распределения лучевых скоростей обозначим через  $V_p(l, b)$ . Рассмотрим также моменты функции  $\bar{F}$ :

$$V_{i, j, k} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u^i v^j w^k F(u, v, w) du dv dw. \quad (45)$$

Тогда, ввиду того, что

$$(a + b + c)^p = \sum_{i+j+k=p} \frac{p!}{i!j!k!} a^i b^j c^k, \quad (46)$$

используя в (44) основные свойства интегралов, получаем:

$$V_p(l, b) = \sum_{i+j+k=p} \frac{p!}{i!j!k!} \xi^i \eta^j \zeta^k V_{i, j, k}. \quad (47)$$

Формула (47) связывает моменты распределения лучевых скоростей с моментами остаточных скоростей. Левые части уравнений (47) получаются из наблюдений. При этом для каждого значения  $p$  можно получить столько уравнений, сколько рассмотрено площадок на небе. Поэтому каждое из уравнений (47) дает избыточную систему уравнений, позволяющих способом наименьших квадратов определить моменты функции распределения остаточных скоростей.

Если предположить, что функция  $F$  симметричная, т. е. четная относительно каждого из аргументов  $u$ ,  $v$  и  $w$ , то если хотя бы один из индексов  $i, j, k$  нечетен,  $V_{i, j, k}$  равно нулю.

Напишем (47) для  $p=2$ :

$$V_2(l, b) = \xi^2 V_{2, 0, 0} + \eta^2 V_{0, 2, 0} + \zeta^2 V_{0, 0, 2} + 2\xi\eta V_{1, 1, 0} + 2\xi\zeta V_{1, 0, 1} + 2\eta\zeta V_{0, 1, 1}. \quad (48)$$

Если предположение о симметричности распределения правильно, а оси  $u$ ,  $v$  и  $w$  являются осями симметрии распределения, то коэффициенты  $V_{1, 1, 0}$ ,  $V_{1, 0, 1}$  и  $V_{0, 1, 1}$  окажутся настолько малыми, что знак их будет неустойчив.

Таким образом, если симметрия распределения подтвердится, то в (47) для случая  $p=4$  можно пренебречь членами, у которых один из индексов нечетен. Тогда

$$V_4(l, b) = \xi^4 V_{4, 0, 0} + \eta^4 V_{0, 4, 0} + \zeta^4 V_{0, 0, 4} + 6\xi^2\eta^2 V_{2, 2, 0} + 6\xi^2\zeta^2 V_{2, 0, 2} + 6\eta^2\zeta^2 V_{0, 2, 2}. \quad (49)$$

Если распределение остаточных скоростей подчиняется закону Шварцшильда, то полученные способом наименьших квадратов моменты из (49) будут хорошо удовлетворять соотношениям

$$\left. \begin{aligned} V_{2, 2, 0} &= V_{2, 0, 0} \cdot V_{0, 2, 0}; & V_{2, 0, 2} &= V_{2, 0, 0} \cdot V_{0, 0, 2}; & V_{0, 2, 2} &= V_{0, 2, 0} \cdot V_{0, 0, 2}; \\ V_{4, 0, 0} &= 3V_{2, 0, 0}^2; & V_{0, 4, 0} &= 3V_{0, 2, 0}^2; & V_{0, 0, 4} &= 3V_{0, 0, 2}^2. \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Отклонения найденных значений моментов от соотношений (50) позволяют судить о том, насколько шварцшильдовский закон является хорошим приближением к действительному распределению остаточных скоростей.

Наконец, (47), написанное для  $p=3$ ,

$$V_3(l, b) = \xi^3 V_{3, 0, 0} + \eta^3 V_{0, 3, 0} + \zeta^3 V_{0, 0, 3}, \quad (51)$$

позволяет оценить величину асимметрии, если последняя невелика. В этом равенстве отброшены члены типа  $\xi^2\eta V_{2, 1, 0}$  и член  $\xi\eta\zeta V_{1, 1, 1}$ , так как при малой асимметрии они малы в сравнении с оставленными членами. Мерой

асимметрии являются величины

$$\frac{V_{3,0,0}}{V_{2,0,0}^{3/2}}, \quad \frac{V_{0,3,0}}{V_{0,2,0}^{3/2}}, \quad \frac{V_{0,0,3}}{V_{0,0,2}^{3/2}}. \quad (52)$$

Если при решении (48) оказалось, что моменты  $V_{1,1,0}$ ,  $V_{1,0,1}$ ,  $V_{0,1,1}$  не являются малыми величинами, то это указывает либо на несимметричность распределения, либо, если оно симметрично (и оси симметрии ортогональны), на то, что направления  $u$ ,  $v$  и  $w$  не совпадают с направлениями осей симметрии распределения. Поэтому желательно при помощи известных алгебраических методов привести распределение к главным осям. Для этого нужно составить так называемое вековое уравнение

$$\Delta\lambda = \begin{vmatrix} V_{2,0,0} - \lambda & V_{1,1,0} & V_{1,0,1} \\ V_{1,1,0} & V_{0,2,0} - \lambda & V_{0,1,1} \\ V_{1,0,1} & V_{0,1,1} & V_{0,0,2} - \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (53)$$

и решить его. Корни  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$  равны обратным величинам дисперсий скоростей в направлениях главных осей, а направляющие косинусы этих осей  $l$ ,  $m$ ,  $n$  выходят из уравнений

$$\frac{l}{G_{11}} = \frac{m}{G_{12}} = \frac{n}{G_{13}} = \frac{1}{\sqrt{G_{11}^2 + G_{12}^2 + G_{13}^2}}, \quad (54)$$

где  $G_{11}$ ,  $G_{12}$ ,  $G_{13}$  являются минорами элементов первой строки определителя в (53), в котором вместо  $\lambda$  последовательно подставляются  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$ .

Аналогично можно решить задачу об определении моментов распределения остаточных скоростей звезд по наблюдаемым собственным движениям или пространственным скоростям. Эти методы, однако, менее удобны и надежны, чем методы, основанные на лучевых скоростях. При использовании собственных движений, для точного решения задачи необходимо знание параллаксов тех же звезд. Но параллаксы известны у сравнительно небольшого числа звезд и относительные их ошибки велики. Можно задачу решать приближенно, считая, что параллаксы всех рассмотренных звезд равны среднему параллаксу этих звезд. Но такое предположение ухудшает результат.

При использовании пространственных скоростей нужно иметь в виду, что здесь сам используемый материал ненадежен, так как для получения пространственной скорости нужно иметь из наблюдений лучевую скорость, два компонента собственного движения и параллакс. Эти величины определяются с различными относительными ошибками и поэтому получаемый материал пространственных скоростей оказывается неоднородным.

§ 148. Асимметрия звездных движений. Остаточные скорости звезд показывают распределение, которое, если учесть отклонения, вызванные ошибками наблюдений и естественными флуктуациями, является симметричным распределением. Однако оказалось, что этим свойством обладает распределение только тех остаточных скоростей, модули которых не превосходят 62 км/сек. Большие же остаточные скорости обнаруживают очень сильную асимметрию распределения. Для них оказываются возможными только направления с галактическими долготами, удовлетворяющими условию  $130^\circ < l < 340^\circ$ . Остальные направления, охватывающие около 40% сферы, у больших скоростей не наблюдаются. Весьма существенно то, что асимметрия не является непрерывной функцией звездных скоростей, т. е. не появляется при умеренных скоростях с последующим возрастанием по мере перехода ко все большим скоростям, а изменяется скачком, отсутствуя в распределении скоростей, меньших 62 км/сек и примерно одинаково проявляясь для всех значений скоростей, больших 62 км/сек. Это хорошо видно из рис. 170,



взятого из работы Оорта [1926]. На рисунке показаны галактические долготы направлений трех групп скоростей:  $50 \leq v \leq 62$  км/сек,  $63 < v \leq 99$  км/сек,  $v \geq 100$  км/сек.

На всех графиках пунктирная окружность имеет радиус, соответствующий 62 км/сек.

Из рисунка видно, что скорости, немногим меньшие 62 км/сек, распределены почти симметрично, скорости же, немногим большие 62 км/сек, уже

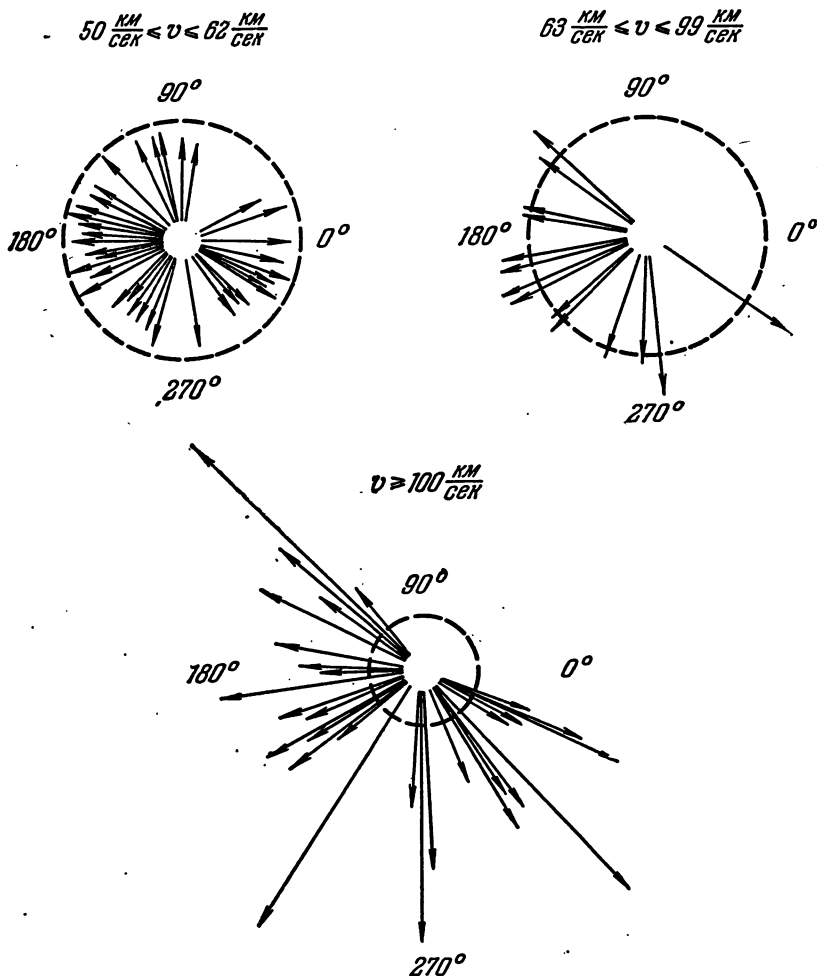


Рис. 170.

показывают явную асимметрию распределения, степень которой примерно та же и для звезд с  $v \geq 100$  км/сек.

Правильное объяснение наблюдаемому явлению дал Линдблад [19]. Он предположил, что Галактика вращается вокруг оси, перпендикулярной к плоскости симметрии. Центроид Солнца, участвуя в галактическом вращении, имеет скорость, направленную в точку  $l = 55^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ . Скорость 62 км/сек представляет собой разность между модулями критической скорости в районе Солнца (т. е. скорости, достаточной, чтобы преодолеть гравитационное притяжение Галактики, покинуть ее) и скорости центроида Солнца. Поэтому, если бы остаточная скорость, большая 62 км/сек, имела направление  $l = 55^\circ$  или близкое к нему, то геометрическая сумма этой скорости и ско-

рости центроида дала бы скорость, большую критической скорости. А звезда, имеющая скорость больше критической, должна покинуть звездную систему. Если звезды с большими остаточными скоростями, направленными в сторону вращения Галактики, и существовали когда-нибудь, то они должны были уйти из Галактики, и потому такие звезды в настоящее время не наблюдаются. Большие же остаточные скорости, направленные в сторону, противоположную вращению Галактики, вполне возможны, если предположить, что скорость вращения Галактики в данном месте (т. е. скорость движения центроида Солнца по отношению к центру инерции Галактики) значительно

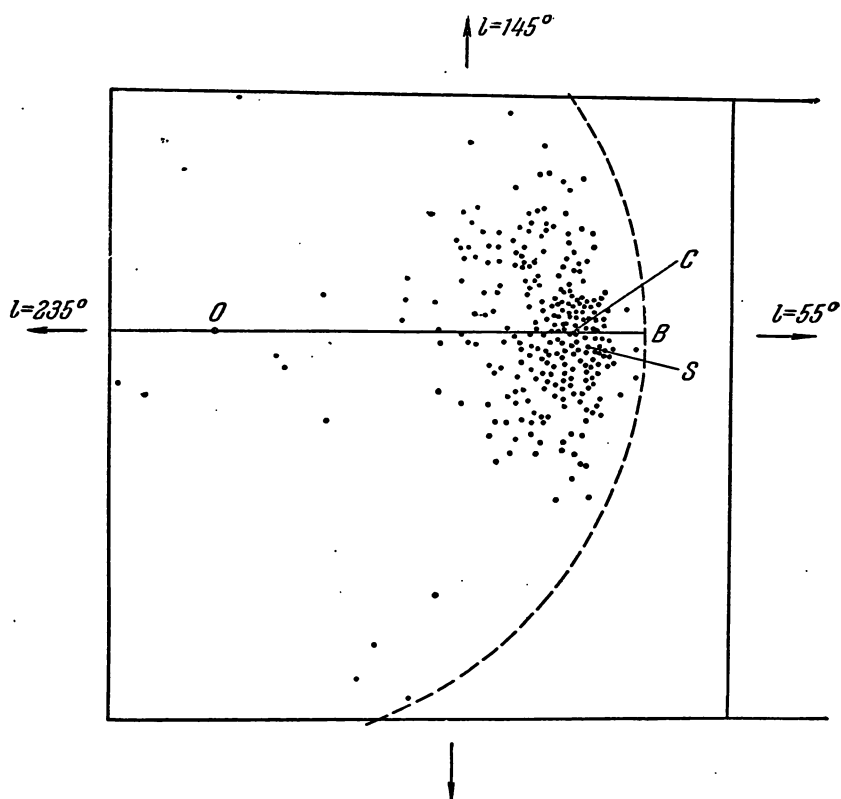


Рис. 171.

больше 62 км/сек. На рис. 171 каждая точка определяет величину и направление в плоскости Галактики скорости звезды по отношению к центру инерции Галактики. Скорости нуль соответствует точка  $O$ . Скорости центроида Солнца соответствует точка  $C$ , имеющая направление  $l = 55^\circ$ . Длина радиуса-вектора  $OC$  равна скорости центроида Солнца  $v_c$ . Очевидно, что радиусы-векторы, которые можно было бы провести из точки  $C$  в точки, соответствующие скоростям звезд, определили бы величины и направления остаточных скоростей звезд. Так, радиус-вектор  $CS$ , имеющий длину 19,5 км и направленный в точку с  $l = 23^\circ,5$ , соответствует индивидуальной скорости Солнца. Проведенная на рисунке пунктиром окружность из центра  $O$  имеет радиус, равный критической скорости  $v_p$ . Отрезок  $CB$  соответствует 62 км/сек. Расположение точек на рисунке оказывается таким, что ни одна из них не выходит за пределы круга критической скорости. При этом видно, что это требует асимметричного расположения по отношению к точке  $C$  далеко отстоящих от нее точек, в то время как близлежащие точки расположены симметрично. Рис. 171



Если распределение остаточных скоростей симметричное, то среднее значение скалярного произведения равно нулю, и мы получаем

$$\overline{w^2} = v_c^2 + \overline{v^2}, \quad (57)$$

причем  $\overline{v^2}$  — дисперсия остаточных скоростей.

Предположим теперь, что средний квадрат полной скорости в подсистемах различных объектов одинаков. Тогда наибольшая скорость центроида будет у подсистемы с нулевой дисперсией. Этой скорости  $v_{c0}$  центроида соответствует точка  $K$  на рис. 172. Если теперь предположить, что направления всех специальных центроидов совпадают, то из (57) будет следовать, во-первых, что чем больше дисперсия скоростей подсистемы, тем больше разность между  $v_{c0}$  и скоростью центроида системы и, во-вторых, что все векторы разностей скоростей  $v_{c0}$  и центроидов подсистем лежат на одной прямой.

Асимметрия больших скоростей также способствует установлению закономерностей, отмеченных на рис. 171. В самом деле, если рассматривать остаточные скорости с одинаковым модулем, то из рис. 171 видно, что чем больше этот модуль, тем больше и дисперсия остаточных скоростей. Но из того же рисунка видно, что чем больше модуль остаточных скоростей, тем меньше средняя величина проекций соответствующих полных скоростей на ось  $OC$ , т. е. меньше скорость центроида.

Из всего вышесказанного следует, что если допустить, что Галактика вращается, то направления прямой  $OC$  на рис. 171 и прямой на рис. 172 должны совпадать с направлением вращений Галактики.

Асимметрия звездных движений явилась первым указанием на явление галактического вращения.

§ 149. Влияние вращения Галактики на лучевые скорости и собственные движения звезд. Выясним, как должно влиять вращение Галактики на лучевые скорости и собственные движения звезд. Силовое поле, управляющее движениями звезд в Галактике, создается ею самой, т. е. Галактика является самогравитирующей системой. Поэтому закон вращения Галактики должен зависеть от распределения плотности материи в ней.

Если бы наша звездная система имела однородную плотность, то, как известно из законов механики, вращение системы было бы близким к твердотельному, а все центроиды обращались бы около центра Галактики с почти одинаковой угловой скоростью. В этом случае расстояние между любыми двумя парами центроидов остается неизменным и, следовательно, вращение Галактики не будет влиять на лучевые скорости звезд. Может показаться, что в этом случае оно не должно влиять и на собственные движения звезд. Однако это не так. Как легко понять, при твердотельном вращении Галактики вокруг оси, параллельной направлению на галактический полюс, точка на небесной сфере, определяемая направлением от одного центроида к другому, должна равномерно перемещаться по галактической параллели с периодом, равным периоду вращения Галактики. Поскольку галактическая система координат, так же как и экваториальная система координат, неподвижны, твердотельное вращение Галактики должно было бы вносить в собственные движения по галактической долготе  $\mu$ , член, равный  $\omega$ , если  $\omega$  есть угловая скорость вращения Галактики в секундах дуги в год. Этот член должен был бы быть одинаковым для всех звезд и его нельзя было бы обнаружить при измерении собственных движений дифференциальными методами, но он мог бы быть получен из абсолютных методов определения собственных движений. На собственное же движение по широте  $\mu$ , твердотельное вращение Галактики не должно было бы влиять.

Если бы вся масса Галактики была сосредоточена в ее центре, звезды двигались бы вокруг него по кеплеровским орбитам. То же самое должно

приблизительно иметь место для Солнца и окрестных звезд, если они находятся вне основного тела Галактики. При кеплеровском движении средняя угловая скорость обращения быстро убывает с увеличением расстояния от центра.

У других звездных систем, галактик и звездных скоплений звездная плотность или характеризующая ее поверхностная яркость (в желтых и красных лучах) имеют общую тенденцию убывать при удалении от центра. Следует думать, что это свойство характерно и для нашей Галактики и, следовательно, в действительности имеет место случай, промежуточный между случаем однородной плотности системы и случаем, когда вся масса сосредоточена

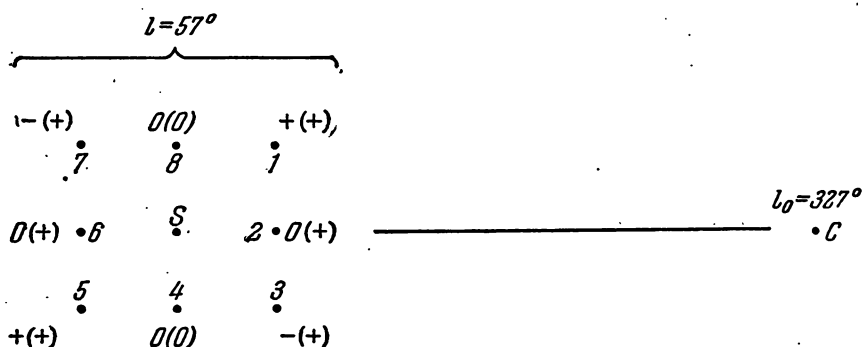


Рис. 173.

в центре системы. Это означает, что в Галактике угловая скорость вращения должна убывать при удалении от центра, однако не так быстро, как это имело бы место при кеплеровском движении.

На рис. 173 рассмотрены восемь пронумерованных нами центроидов, симметрично расположенных в плоскости Галактики около центроида Солнца  $S$ . Вправо в направлении  $l = 327^\circ$  находится центр Галактики. Вращение Галактики должно происходить в направлении, перпендикулярном к направлению на ее центр. Предположим, что оно происходит в направлении  $l = 57^\circ$ . Центроиды 1, 2, 3, как более близкие к центру Галактики, должны иметь угловую скорость обращения большую, чем центроиды 4, 5, 6, 7, а последние — большую угловую скорость, чем центроиды 1, 2, 3. В таком случае легко видеть, что центроид 1 вследствие дифференциального вращения Галактики должен удалиться от  $S$ , т. е. его лучевая скорость положительна, у центроида 2 мгновенное расстояние от  $S$  не изменяется, лучевая скорость равна нулю и т. д. На рисунке у каждого центроида вне скобок указан знак лучевой скорости, если она не равна нулю, в противном случае поставлен нуль. Мы видим, что лучевая скорость, вызываемая дифференциальным вращением, характеризуется двойной волной по долготе типа  $\sim \sin(l - l_0)$ .

Так как центроиды 1, 2, 3 обгоняют  $S$ , а центроиды 5, 6, 7 отстают от него, легко видеть из рисунка, что дифференциальное вращение Галактики должно давать для этих центроидов положительный член в собственных движениях по галактической долготе, причем максимальная величина этого члена будет в центроидах 2 и 6, а в центроидах 4 и 8 член в собственных движениях равен нулю. Соответствующие знаки указаны на рисунке в скобках. Собственное движение, вызываемое дифференциальным вращением Галактики, также характеризуется двойной волной по долготе, однако другого типа:  $\sim 1 + \cos(l - l_0)$ .

Дифференциальным вращением системы можно назвать вращение, полученное после вычитания из каждой угловой скорости центроида угловой скорости наблюдателя. Поэтому можно считать, что вращение системы складывается

из твердотельного вращения с угловой скоростью обращения центроида наблюдателя и дифференциального вращения. До сих пор мы рассматривали влияние только дифференциального вращения. Переходя к твердотельной части вращения, мы должны учесть, как было указано выше, что оно не влияет на лучевые скорости, а в собственные движения по долготе вносит член, постоянный для всех центроидов и равный по величине  $\omega$ . Согласно рис. 173 знак этого члена отрицательный. Таким образом, с учетом твердотельности вращения мы должны были бы на рис. 173 у центроидов 4 и 8 поставить в скобках знак минус, а знак в скобках при остальных центроидах определился бы в зависимости от того, какой член в собственных движениях больше: положительный, вызываемый дифференциальным вращением, или отрицательный, вызываемый твердотельным вращением Галактики.

§ 150. Дифференциальное поле скоростей центроидов. Его влияние на наблюдаемые движения звезд. В предыдущем параграфе мы рассмотрели качественно члены в лучевых скоростях и собственных движениях звезд в предположении, что движение центроидов в Галактике является чисто вращательным движением около ее центра. С количественной стороны эта задача впервые была решена Оортом [1928], которому, таким образом, принадлежит честь получения первых основных данных о вращении Галактики.

Более общая задача была рассмотрена в 1932 г. К. Ф. Огородниковым, предположившим, что центроиды движутся произвольным образом в плоскостях, параллельных плоскости Галактики. В 1935 г. Милн обобщил теорию Огородникова на случай движения центроидов в трех измерениях.

Обозначим через  $\Delta v(x_1, x_2, x_3)$  вектор разности скоростей центроидов в исследуемой точке  $(x_1, x_2, x_3)$  и в точке  $(0, 0, 0)$ , в которой находится наблюдатель. Координата  $x_1$  направлена в центр Галактики, координата  $x_2$  — перпендикулярна к  $x_1$  в плоскости Галактики ( $l = 55^\circ$ ) и  $x_3$  — параллельна оси симметрии Галактики. Обозначим через  $u_1, u_2, u_3$  компоненты вектора  $\Delta v$  в этой системе координат.

Рассмотрим, далее, подвижную, т. е. изменяющуюся при перемещении точки  $(x_1, x_2, x_3)$  прямоугольную систему координат  $(r, l, b)$ , в которой первая ось направлена в точку  $(x_1, x_2, x_3)$ , вторая в картинной плоскости в сторону возрастающих галактических долгот и третья — в картинной плоскости в сторону возрастающих галактических широт. Проекции  $\Delta v$  на эти оси дадут соответственно  $\Delta v_r$  — лучевую скорость рассматриваемого центроида,  $\Delta v_l$  — проекцию его трансверсальной скорости на направление возрастания галактических долгот и  $\Delta v_b$  — проекцию трансверсальной скорости на направление возрастающих широт. Эти проекции определяются соотношениями

$$\Delta v_r = \sum_{i=1}^3 \lambda_{r,i} u_i, \quad \Delta v_l = \sum_{i=1}^3 \lambda_{l,i} u_i, \quad \Delta v_b = \sum_{i=1}^3 \lambda_{b,i} u_i, \quad (58)$$

где направляющие косинусы  $\lambda$  задаются табл. 5.

Т а б л и ц а 5

| $i$             | 1                     | 2                     | 3        |
|-----------------|-----------------------|-----------------------|----------|
| $\lambda_{r,i}$ | $\cos b \cos(l-l_0)$  | $\cos b \sin(l-l_0)$  | $\sin b$ |
| $\lambda_{l,i}$ | $-\sin(l-l_0)$        | $\cos(l-l_0)$         | 0        |
| $\lambda_{b,i}$ | $-\sin b \cos(l-l_0)$ | $-\sin b \sin(l-l_0)$ | $\cos b$ |

Здесь  $l$  и  $b$  — галактические координаты направления на  $(x_1, x_2, x_3)$ , а  $l_0$  — долгота центра Галактики.

Воспользуемся теперь непрерывностью поля центроидов и, предполагая

$r = \sqrt{\sum_{i=1}^3 x_i^2}$  достаточно малым, сохраним в разложениях  $u_i(x_1, x_2, x_3)$  в ряд

Тейлора только члены первого порядка малости:

$$u_i = \sum_{j=1}^3 x_j \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)_0. \quad (59)$$

Так как

$$\frac{x_j}{r} = \lambda_{r, j},$$

то (59) можно написать в виде

$$u_i = r \sum_{j=1}^3 \lambda_{r, j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)_0. \quad (60)$$

Подставляя уравнение (60) в (58), получаем:

$$\left. \begin{aligned} \Delta v_r &= r \sum_{j=1}^3 \sum_{i=1}^3 \lambda_{r, i} \lambda_{r, j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)_0, \\ \Delta v_l &= r \sum_{j=1}^3 \sum_{i=1}^3 \lambda_{l, i} \lambda_{r, j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)_0, \\ \Delta v_b &= r \sum_{j=1}^3 \sum_{i=1}^3 \lambda_{b, i} \lambda_{r, j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)_0. \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

Уравнения (61) решают задачу. Искомыми в них являются девять величин  $\left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)_0$ , характеризующих поле центроида в районе Солнца. Если рассмотреть для каждого из уравнений (61) более девяти площадок на небе и в каждой площадке определить среднюю лучевую скорость звезд и средние собственные движения по галактической широте и галактической долготе  $\mu_l$  и  $\mu_b$ , то получатся три системы избыточных уравнений. Для этого второе и третье уравнения (61) нужно видоизменить, учитывая, что

$$\frac{\Delta v_l}{r} = 4,738 \mu_l \cdot \text{sec } b,$$

$$\frac{\Delta v_b}{r} = 4,738 \mu_b.$$

Коэффициенты  $\lambda$  вычисляются для центров площадок. При решении избыточных систем (61) остаточные скорости звезд играют роль случайных ошибок, и влияют, следовательно, только на среднюю ошибку результатов.

Для использования первого уравнения нужно знать расстояния  $r$ . Несмотря на это, более уверенные результаты дает именно первое уравнение, так как средняя величина собственных движений сильно искажается отдельными близкими звездами, имеющими большие собственные движения, а относительные ошибки малых собственных движений велики.

Следуя К. Ф. Огородникову, рассмотрим подробнее частный случай плоско-параллельного движения. Тогда  $u_3 = 0$ . Кроме того, если считать, что Солнце находится в основной плоскости Галактики, то можно полагать

$$\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3}\right)_0 = \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3}\right)_0 = 0,$$

и выражения (61) в развернутой форме могут быть написаны в виде

$$\left. \begin{aligned} \Delta v_r &= r \cos^2 b [K + C \cos 2(l - l_0) + A \sin 2(l - l_0)], \\ \Delta v_l &= r \cos b [B + A \cos 2(l - l_0) + C \sin 2(l - l_0)], \\ \Delta v_b &= -r \sin b \cos b [K + A \cos 2(l - l_0) + C \sin 2(l - l_0)], \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

где

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{1}{2} \left[ \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}\right)_0 + \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right)_0 \right]; & B &= \frac{1}{2} \left[ \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right)_0 - \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}\right)_0 \right], \\ K &= \frac{1}{2} \left[ \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}\right)_0 + \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_2}\right)_0 \right]; & C &= \frac{1}{2} \left[ \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}\right)_0 - \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_2}\right)_0 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

Мы видим, что  $2K$  есть  $\text{div } \vec{\Delta v}$ , а  $2B$  по величине и знаку совпадает с  $\text{rot } \vec{\Delta v}$ . Таким образом, в зависимости от знака,  $K$  характеризует расширение или сжатие малого объема вокруг наблюдателя, а  $B$  характеризует вращение этого объема вокруг наблюдателя.

Что касается  $A$  и  $C$ , то, полагая  $A = N \cos 2\psi$ ,  $C = N \sin 2\psi$ , мы можем представить сумму вторых и третьих членов в  $\Delta v_r$  в виде  $N \sin 2(l - l_0 + \psi)$  и  $\Delta v_l$  в виде  $N \cos 2(l - l_0 + \psi)$ . Таким образом, присутствие члена  $C$  равносильно постоянной поправке к  $l_0$ . В таком случае естественно член  $C$  отбросить, а  $l_0$  считать неизвестной величиной. Тогда легко видеть, что из-за члена  $A$  точки, находящиеся в начальный момент на окружности  $x_1^2 + x_2^2 = r^2$ , через единицу времени расположатся на кривой, полярный радиус-вектор которой будет равен

$$\varrho = r [1 + A \sin 2(l - l_0)]. \quad (64)$$

Уравнение (64) есть уравнение замкнутой кривой, вытянутой в направлении  $l_0 \rightarrow l_0 + 180^\circ$ , если  $A > 0$ , и сжатой в этом направлении, если  $A < 0$ . Таким образом, коэффициент  $A$  характеризует деформацию малого объема около наблюдателя.

Применение формул (62) к близким звездам привело к установлению того факта, что коэффициент  $K$  практически равен нулю для всех звезд, кроме звезд спектрального класса В, для которых, если ограничиться звездами ярче  $6^m$ , получается  $K = +4,2$  км/сек. У более слабых звезд класса В коэффициент  $K$  уже значительно меньше.

Таким образом, если в рассмотренном статистическом коллективе объектов яркие В-звезды не составляют заметной доли, то уравнения (62) могут быть написаны в виде

$$\left. \begin{aligned} \Delta v_r &= rA \sin 2(l - l_0) \cos^2 b, \\ \Delta v_l &= rA \cos 2(l - l_0) \cos b + rB \cos b, \\ \Delta v_b &= -rA \sin 2(l - l_0) \sin b \cos b. \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

Мы видим, что по лучевым скоростям и по компоненту собственного движения  $\mu_b$  нельзя определить коэффициент  $B$ .

Теперь допустим, что поле центроидов соответствует чистому вращению Галактики вокруг ее оси, т. е. каждый центроид движется по круговой орбите, параллельной плоскости Галактики, и угловая скорость зависит только от расстояния до оси вращения:  $\omega(R)$ .



Выразим фигурирующие в (65) коэффициенты  $A$  и  $B$ , называемые коэффициентами Оорта, через  $\omega$  и  $R$ . При круговом движении  $u_2 = \omega R$ . Так как  $R = R_0 - x_1$ , то

$$\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right)_0 = - \left[\frac{d(\omega R)}{dR}\right]_0.$$

Для нахождения  $\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}\right)_0$  заметим, что при смещении на  $\Delta x_2$  направление скорости центроида уже не перпендикулярно к направлению оси  $x_1$  и проекция скорости центроида на эту ось оказывается равной  $+\omega R \sin \frac{\Delta x_2}{R}$ . Поэтому

$$\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}\right)_0 = \left[\lim_{\Delta x_2 \rightarrow 0} \frac{\omega R \sin \frac{\Delta x_2}{R}}{\Delta x_2}\right] = +\omega_0.$$

Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{1}{2} \left[ -\frac{d(\omega R)}{dR} + \omega \right]_0 = -\frac{1}{2} \left[ R \frac{d\omega}{dR} \right]_0, \\ B &= \frac{1}{2} \left[ -\frac{d(\omega R)}{dR} - \omega \right]_0 = A - \omega_0. \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

Используя зависимость  $B = A - \omega_0$ , а также соотношения между тангенциальными скоростями и собственными движениями, напомним равенства (65) в виде

$$\begin{aligned} \Delta v_r &= rA \sin 2(l - l_0) \cos^2 b, \\ \Delta \mu_l &= \frac{1}{4,74} A [1 + \cos(l - l_0)] - \frac{1}{4,74} \omega_0, \\ \Delta \mu_b &= -\frac{1}{4,74} A \sin 2(l - l_0) \sin b \cos b. \end{aligned}$$

Мы видим, что первые два из полученных равенств соответствуют тем выражениям, которые были предсказаны в § 145 на основании качественного рассмотрения задачи.

Коэффициенты Оорта имеют размерность угловой скорости ( $\text{сек}^{-1}$ ). Обычно их выражают в километрах в секунду на парсек. Определению этих коэффициентов, а также  $l_0$  при помощи равенств (65) посвящено много работ.

Заметим, что равенство  $K$  нулю и отличие от нуля  $A$  и  $B$  нельзя еще рассматривать как доказательство того, что поле центроидов Галактики является полем чистого вращения вокруг оси симметрии Галактики. Это показывает лишь, что небольшой объем, окружающий Солнце, не расширяется и не сжимается, но деформируется и поворачивается. Но то, что  $C = 0$  и, следовательно,  $l_0$  в формулах (65) оказывается совпадающим с галактической долготой центра Галактики, определенной другими методами, является весьма существенным аргументом в пользу галактического вращения. Это показывает, что поворот окружающего Солнце объема связан с поворотом этого объема около центра Галактики. Другим сильным аргументом в пользу вращения Галактики является хорошее согласие  $\omega_0$ , полученного из (66),

$$\omega_0 = A - B,$$

с его величиной

$$\omega_0 = \frac{v_0}{R_0},$$

где  $v_0$  — скорость центроида Солнца, оцененная по внегалактическим объектам, а  $R_0$  — расстояние до центра Галактики, определенное, например, как расстояние до центра системы шаровых скоплений.

Приводим табл. 6 определений  $A$ ,  $B$  и  $l_0$  по различным объектам, заимствованную у П. П. Паренаго и дополненную новыми определениями. В ней  $A$  и  $B$  указаны в километрах в секунду на килопарсек.

Таблица 6

| Автор                  | Год  | Материал                                            | $n$   | $A$       | $B$            | $l_0$          |
|------------------------|------|-----------------------------------------------------|-------|-----------|----------------|----------------|
| Раймонд, Вилсон        | 1931 | $v$ (все классы)                                    | 4233  | +15       | -16            | 329°           |
| Пласкетт, Пирс         | 1934 | $v_r$ (O—B7)                                        | 849   | +21       | —              | 324            |
| Пласкетт, Пирс         | 1934 | $\mu$ (O—B7)                                        | 717   | +13       | -12±3          | 312            |
| Нордстрем              | 1936 | $v_r$ (A—M)                                         | 847   | +21±5     | —              | 336±7          |
| Оорт                   | 1937 | $\mu$ слабых звезд                                  | 18000 | —         | -15±2          | —              |
| Ван де Камп, Высотский | 1937 | $\mu$ слабых звезд                                  | 18000 | +14±3     | -14±3          | 321            |
| Вилсон, Раймонд        | 1938 | $\mu$ каталога Босса                                | 33432 | +12       | -12            | 326            |
| Джой                   | 1936 | $v_r$ (цефеиды)                                     | 156   | +21       | —              | 325            |
| Глизе                  | 1940 | $\mu$ каталога FK3                                  | 1535  | +13±6     | -912           | 317±12         |
| Паренаго               | 1941 | $v_r$ (цефеиды, O—B и другие)                       | 769   | +19,7±4   | —              | —              |
| Высотский, Вильямс     | 1948 | $\mu$ каталога FK3                                  | 69000 | +19,0±1,4 | -7,6±1,4<br>-9 | —<br>330       |
| Шацова                 | 1950 | GC                                                  | 31922 | +18       | —              | —              |
| Морган, Оорт           | 1951 | FK3, N30                                            | —     | +20       | -7             | —              |
| Бакулин                | 1953 | Звезды сверхгиганты и долгопериодические цефеиды GC | 870   | +14±1     | -12±1<br>-8±1  | 317±3<br>320±3 |
| Бакулин                | 1953 | Те же звезды каталога FK3                           | 870   | +15±1     | —              | —              |
| Уивер                  | 1955 | $v_r$ (цефеиды)                                     | 79    | +10,8±1,8 | —              | —              |
| Уивер                  | 1955 | $v_r$ (O9,5—B2)                                     | 187   | +13,2±2,7 | —              | —              |
| Петри, Катл, Эндрюс    | 1956 | $v_r$ (B-звезды и др.)                              | 143   | +17,7±1,1 | —              | —              |
| Стибс                  | 1956 | $v_r$ (цефеиды)                                     | 55    | +19,5±1,9 | —              | —              |
| Гасконь, Эгген         | 1957 | $v_r$ (цефеиды)                                     | 55    | +17,5±1,9 | —              | —              |

Таблица 6 показывает, что величины  $A$ ,  $B$  и  $l_0$ , определенные по различным объектам, отличаются значительной устойчивостью. Вероятными значениями коэффициентов Оорта и  $l_0$  можно считать:

$$\left. \begin{aligned} A &= +0,018 \text{ км/сек/нс} = +0'',0038 \text{ в год,} \\ B &= -0,012 \text{ км/сек/нс} = -0'',0025 \text{ в год,} \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

$$l_0 = 325^\circ.$$

Угловая скорость вращения получается равной

$$\omega_0 = A - B = 0'',0063 \text{ в год} = 9,7 \cdot 10^{-16} \frac{\text{радиан}}{\text{сек}}, \quad (68)$$

что соответствует периоду галактического обращения в 205 млн. лет. Средняя скорость Солнца по отношению к внегалактическим объектам после исключения остаточной скорости Солнца составляет  $v_0 = 220 \text{ км/сек}$ . Ее направление почти точно перпендикулярно к направлению на галактический центр. Поэтому можно считать, что это есть скорость обращения центроида Солнца около галактического центра, и пренебречь возможной остаточной скоростью Галактики. В таком случае можно найти расстояние до центра Галактики:

$$R_0 = \frac{v_0}{\omega_0} = \frac{220 \frac{\text{км}}{\text{сек}}}{9,7 \cdot 10^{-16} \frac{1}{\text{сек}}} = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ км} = 7400 \text{ нс}.$$

Полученный результат хорошо согласуется с расстоянием до центра Галактики, определенным другими методами.

Выясним теперь, что можно сказать о характере вращения Галактики в районе Солнца по принятым значениям  $A$  и  $B$ . Если бы наша звездная система имела однородную плотность, то, как известно из механики, вращение системы было бы близким к твердотельному. В таком случае, при условии, что Солнце находится внутри системы, мы имели бы:

$$\omega(R) = \text{const}; \quad \omega'(R) = 0; \quad A = 0; \quad B = -\omega_0. \quad (69)$$

Если же Солнце было бы расположено вне звездной системы, то можно с достаточной точностью считать, что тела, находящиеся в районе Солнца, притягиваются центром Галактики по кеплеровскому закону, и тогда получаем:

$$\left. \begin{aligned} \omega &\sim R^{-\frac{3}{2}}; & \omega' &= -\frac{3}{2} \frac{\omega}{R}; \\ A &= \frac{3}{4} \omega_0; & B &= -\frac{1}{4} \omega_0. \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

На основании же полученных из наблюдений результатов (67) и (68) имеем:

$$A = 0,6 \omega_0; \quad B = -0,4 \omega_0. \quad (71)$$

Сравнение (71) с (69) и (70) показывает, что характер вращения нашей звездной системы в районе Солнца является промежуточным между твердотельным вращением и кеплеровским вращением, причем он ближе к кеплеровскому вращению.

Из этого можно заключить, что Солнце расположено внутри Галактики, но на периферии, и звездная плотность в районах, находящихся ближе к центру Галактики, значительно выше, чем за пределами орбиты центроида Солнца.

§ 151. Поле центроидов в случае чистого вращения Галактики. В предыдущем параграфе поле центроидов исследовалось на основании движений, наблюдаемых на малых расстояниях. Поэтому в полученных результатах наряду с угловой скоростью центроида Солнца имеется только первая производная этой скорости.

На основании данных § 145 сделаем предположение, что поле центроидов является полем чистого вращения вокруг оси симметрии Галактики и определим его влияние на движения звезд, находящихся на любых расстояниях.

Вектор скорости центроида  $S$  относительно центроида Солнца  $S_0$  определится разностью векторных произведений:

$$\Delta v = [\omega \times R] - [\omega_0 \times R_0], \quad (72)$$

где нуликами обозначены величины, относящиеся к центроиду Солнца.

Введя в рассмотрение топоцентрический радиус-вектор  $r$  центроида  $S$  относительно центроида  $S_0$  (см. рис. 174), мы можем написать:

$$R = R_0 + r. \quad (73)$$

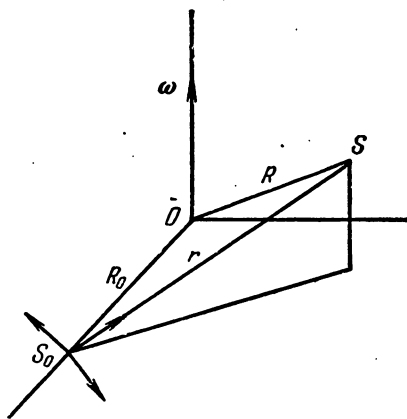


Рис. 174.

Подставляя (73) в (72), находим:

$$\Delta v = [\omega - \omega_0 \times R_0] + [\omega \times r]. \quad (74)$$

Первый вектор в правой части (74) имеет модуль  $(\omega - \omega_0)R_0$  и направлен в сторону галактического вращения. Его направляющие косинусы в подвижной системе координат  $(r, l, b)$  задаются выражениями в столбце 2 табл. 5. Второй вектор правой части (74) имеет модуль  $\omega r \cos b$  и направлен в сторону возрастающих долгот, т. е. параллелен оси  $l$  в системе  $(r, l, b)$ .

С учетом сказанного выше проекции вектора (74) на оси системы  $(r, l, b)$  будут:

$$\left. \begin{aligned} \Delta v_r &= (\omega - \omega_0) R_0 \cos b \sin(l - l_0), \\ \Delta v_l &= (\omega - \omega_0) R_0 \cos(l - l_0) + \omega r \cos b, \\ \Delta v_b &= -(\omega - \omega_0) R_0 \sin b \sin(l - l_0). \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

Формулы (75) в принципе пригодны для изучения движения далеких центроидов. Однако ввиду того что собственные движения далеких объектов определяются очень неуверенно, практически для далеких объектов может применяться только первая из этих формул. Впервые ее использовал Камм [1938]. Из первой формулы (75) и из рис. 174 находим:

$$\left. \begin{aligned} \omega(R) - \omega(R_0) &= \Delta v_r \cdot \sec b \cdot \operatorname{cosec}(l - l_0), \\ R &= [R_0^2 + r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos b \sin(l - l_0)]^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

Таким образом, приняв некоторые значения  $R_0$  и  $l_0$ , определяя из наблюдений  $\Delta v_r$  и  $r$ , можно получить  $\omega(R) - \omega(R_0)$  как функцию  $R$ .

§ 152. Данные о вращении Галактики на основе радионаблюдений. В § 134 приведены данные о расположении газовой материи в Галактике, полученные при помощи радионаблюдений. Наблюдения нейтрального водорода на волне 21 см, в которой он имеет линию излучения, позволяют получить также важные данные о движении нейтрального водорода в различных областях Галактики.

Необходимо иметь в виду, что нейтральный водород движется в том же гравитационном поле, в котором движутся другие объекты нашей звездной системы. Поэтому данные о его движениях имеют большое значение для исследования динамики нашей звездной системы в целом. В то же время движение нейтрального водорода может обладать специфическими свойствами.

В 1954 г. ван де Холст, Мюллер и Оорт опубликовали данные об измерении профилей линии 21 см для 54 направлений в плоскости Галактики между галактическими долготами от 322 до 220° при помощи 7,5-м радиотелескопа. В том же году Кви, Мюллер и Вестерхаут повторили эти измерения для области с долготами от 321°,1 до 45°,0 на том же инструменте, но после введения ряда усовершенствований в аппаратуру, что позволило получить более детальные профили. На рис. 175 показаны полученные этими авторами профили 30 линий в промежутке долгот от 321°,1 до 33°,4. Измерения выполнялись в той точке по широте, где интенсивность излучения была наибольшей. Широта при этом оказывалась равной  $-1^\circ,4$ ,  $-1^\circ,5$ ,  $-1^\circ,6$  или  $-1^\circ,7$  (в старой системе галактических координат) в зависимости от долготы. Эти значения широты наряду со значениями долготы приведены на рис. 175. По горизонтальной оси отложены лучевые скорости  $v_r$  в километрах в секунду (исправленные за скорость Земли относительно центроида окрестных звезд), которые при помощи формулы Доплера могут быть переведены в длины волн. По вертикальной оси откладывается интенсивность излучения  $I$ , которая может быть выражена в шкале абсолютных температур.

По аналогии с движениями звезд можно предположить, что частицы нейтрального водорода наряду с круговым движением центроида около центра Галактики имеют еще остаточные скорости. Это предположение уверенно подтверждается видом профиля линии в направлении на центр Галактики. Очевидно, что при чисто круговом движении частицы водорода, находящиеся

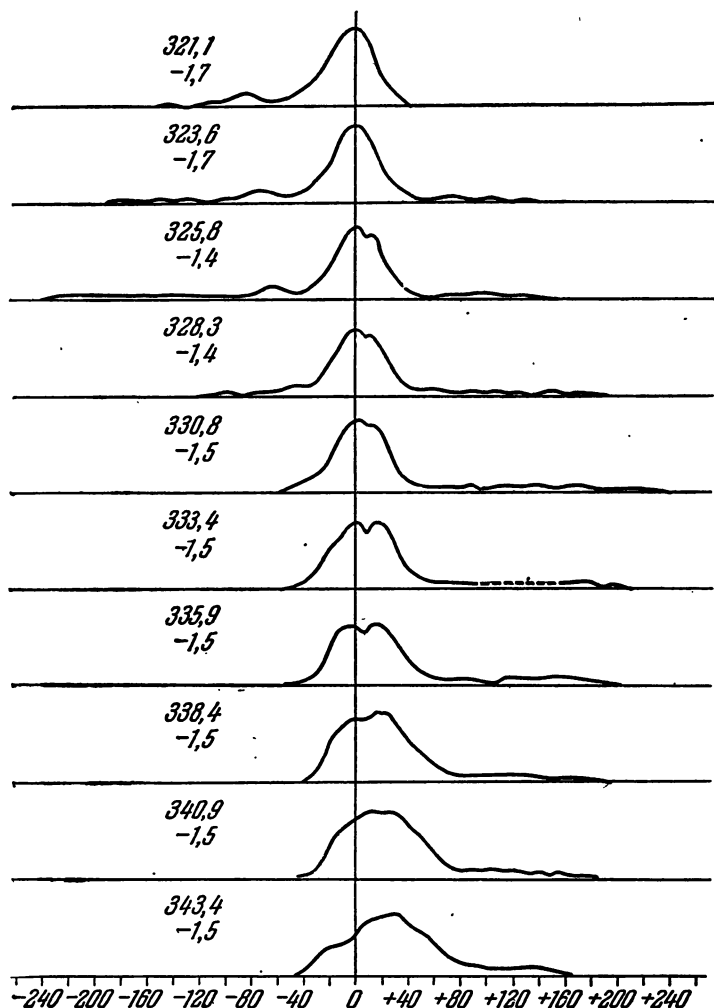


Рис. 175а.

в направлении на центр Галактики, имели бы по отношению к центроиду Солнца  $v_r = 0$  и в этом случае наблюдался бы резкий максимум интенсивности; ширина линии практически была бы равна нулю. Полученные же из наблюдений линии в направлениях, близких к направлению на центр Галактики, имеют реальную ширину, эффективная величина которой может быть оценена в 40 км/сек. Аналогичная картина, согласно данным ван де Холста, Мюллера и Оорта, наблюдается и в направлении на антицентр Галактики, где в случае чисто круговых движений также должно было бы наблюдаться практически монохроматическое излучение, соответствующее  $v_r = 0$ .

Несмотря на доказанное таким образом наличие остаточных скоростей у частиц нейтрального водорода, рассмотрим сначала чисто круговое его дви-

жение. Пусть на рис. 176 в точке  $S$  находится Солнце, в точке  $C$  — центр Галактики. Точка  $P$  находится на наблюдаемом направлении в плоскости Галактики, характеризуемом углом  $l' = l - l_0$  на расстоянии  $r$  от  $S$ . Пусть  $\omega_0$

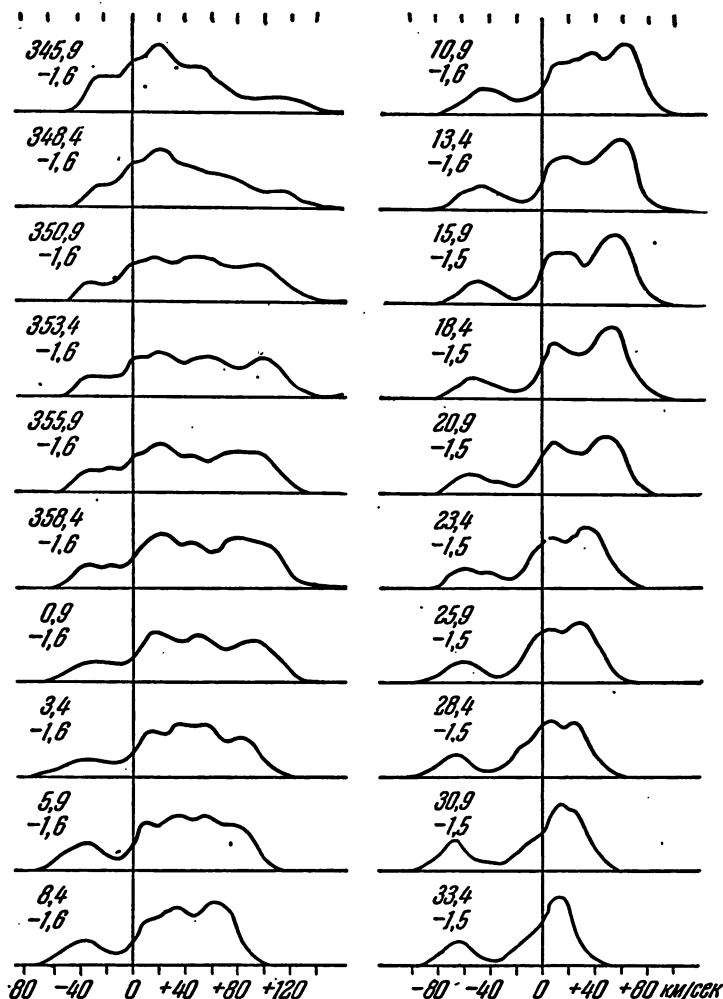


Рис. 1756.

и  $\omega(R)$  — угловая скорость обращения центроида Солнца и центроида точки  $P$  соответственно. Тогда лучевая скорость точки  $P$  будет

$$v_r = R\omega(R) \sin \varphi - R_0\omega_0 \sin l'. \quad (77)$$

Заменяя  $\sin \varphi$  при помощи теоремы синусов, находим:

$$v_r = R_0 [\omega(R) - \omega_0] \sin l'. \quad (78)$$

На основании данных о вращении Галактики по наблюдениям звезд, данных о вращении других галактик, а также на основании теоретических соображений, можно утверждать, что угловая скорость вращения центроидов монотонно убывает с увеличением их расстояния от центра Галактики. Поэтому на рис. 176 все точки на промежутке  $SK$  должны согласно (78) иметь положительную лучевую скорость, причем максимальную скорость имеет точка  $D$  — основание перпендикуляра. Точки же, находящиеся вне промежутка  $SK$ ,

должны иметь отрицательную лучевую скорость. На рис. 176  $0 < l' < 90^\circ$ . В случае  $90^\circ < l' < 180^\circ$ , как можно легко видеть, скорости всех точек на луче зрения отрицательны, а в случае  $180^\circ < l' < 270^\circ$  положительны. Если  $270^\circ < l' < 360^\circ$ , то знаки лучевой скорости соответственно противоположны тем, которые мы имеем для случая  $0 < l' < 90^\circ$ .

Если бы нейтральный водород был распределен в плоскости Галактики равномерно, то, считая его движение круговым и пренебрегая способностью водорода поглощать те же линии, которые он излучает, можно было бы теоретически просто выразить профиль линии, если известны функция  $\omega(R)$  и расстояния Солнца от центра Галактики  $R_0$ . В самом деле, на данном направлении согласно формуле (78) в заданный промежуток значений  $v_r$  попадает тем больше атомов водорода, чем медленнее изменяется в соответствующем месте  $\omega(R)$  при изменении  $r$ . Иначе говоря,

$$I = \frac{g}{\frac{d\omega}{dr}}, \quad (79)$$

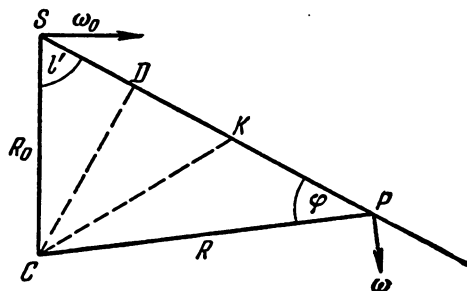


Рис. 176.

где  $g$  пропорционально плотности водорода и обратно пропорционально  $R_0 \sin l'$ . Но

$$\frac{d\omega}{dr} = \frac{d\omega}{dR} \frac{dR}{dr} = \omega'(R) \cdot \sqrt{1 - \frac{R_0^2}{R^2} \sin^2 l'},$$

так что

$$I = \frac{g}{\omega'(R) \cdot \sqrt{1 - \frac{R_0^2}{R^2} \sin^2 l'}} \quad (80)$$

и зависимость  $I$  от  $v_r$  при помощи (78) и (80) задается через параметр  $R$ .

Если  $0 < l' < 90^\circ$ , что имеет место для большей части профилей рис. 175, то максимальное положительное  $v_r$  достигается в точке  $D$ . В этой же точке  $I$  согласно (80) должно быть бесконечно большим, так как в ней  $R = R_0 \sin l'$ . По мере удаления от точки  $P$  в обе стороны  $v_r$  внутри промежутка  $SK$  убывает до нуля; убывает также и  $I$ , так как растет корень в знаменателе (80), а  $\omega'(R)$  может изменяться лишь незначительно. При переходе за точку  $K$   $v_r$  становится отрицательным, а  $I$  должно сразу уменьшиться вдвое, так как внутри промежутка  $SK$  каждому значению  $v_r$  соответствовали две точки, а вне этого промежутка каждому значению  $v_r$  соответствует одна точка. При дальнейшем уменьшении (относительном)  $v_r$  интенсивность должна уменьшаться.

Полученные из наблюдений линии рис. 175 ведут себя в общем так, как это следует из формул (78) и (80). Отметим, например, что для  $20^\circ < l' < 50^\circ$  суммарная интенсивность линии в области  $v_r > 0$  значительно больше, чем в области  $v_r < 0$ , а для  $l' > 50^\circ$  это соотношение постепенно меняется в пользу области  $v_r < 0$ , что объясняется большой величиной промежутка  $SK$  (точкам которого соответствуют  $v_r > 0$ ) для первой группы  $l'$  и малой величиной этого промежутка для  $l' > 50^\circ$ .

Однако наряду с общим соответствием профилей формулам (78) и (80) наблюдаются и существенные отклонения от них. Во-первых, нет очень высокого пика интенсивности при наибольшем  $v_r$  с резким обрывом  $I$  до нуля правее этого значения  $v_r$ . Ожидавшаяся картина несколько размазана,

очевидно, вследствие наличия остаточных скоростей частиц нейтрального водорода, а также вследствие того, что очень высокие пики срезаются из-за явления самопоглощения. Кроме того, в ряде мест профилей наблюдаются дополнительные максимумы интенсивности, которые нельзя получить из формул (78) и (80). Очевидно, что эти максимумы объясняются повышенной плотностью водорода в некоторых местах пространства. При выводе же (80) мы предполагали плотность водорода повсюду одинаковой. Можно заметить, что в профилях, соответствующих соседним значениям  $l'$ , максимумы интенсивности часто повторяются. Это показывает, что места повышенной плотности водорода имеют значительную протяженность.

Для получения распределения плотности водорода, воспроизведенного на рис. 163, ван де Холст, Мюллер и Оорт использовали построенные ими профили линий в 54 направлениях в пределах долгот  $322^\circ \leq l < 220^\circ$ . При этом они использовали данные о вращении Галактики, полученные по наблюдениям звезд, учли остаточные скорости частиц водорода и зависимость интенсивности излучения от концентрации частиц у данного значения  $u$ .

Кви, Мюллер и Вестерхаут посвятили свое исследование решению кинематической задачи. Для этого на профилях линий рис. 12 они определяли значение  $v_r$ , при котором имеет место максимум интенсивности, ожидаемый для

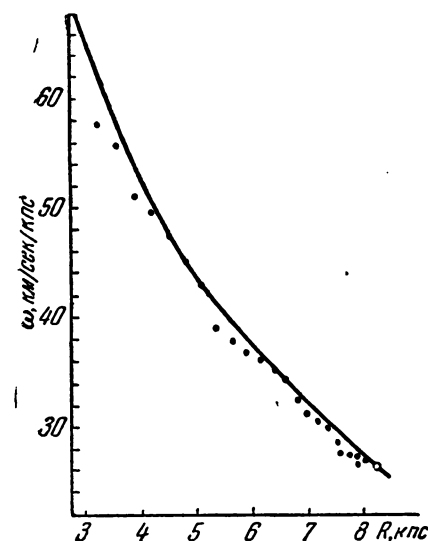
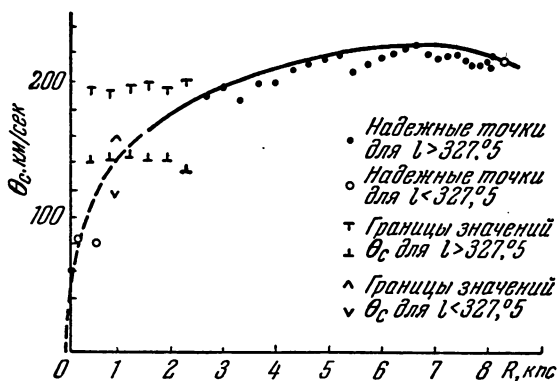
Таблица 7

| $l$    | $l'$   | $R_D$ , кпс | $v_r$ в точке $D$ , км/сек | $v_c$ , км/сек | $v_c^*$ , км/сек | $\omega$ , км/сек/пс | $\omega^*$ , км/сек/пс |
|--------|--------|-------------|----------------------------|----------------|------------------|----------------------|------------------------|
| 45°,0  | 77°,5  | 8,01        | +6                         | 217            | 218              | 27,1                 | 27,3                   |
| 42°,5  | 75°,0  | 7,92        | +3                         | 212            | 219              | 26,8                 | 27,8                   |
| 41°,2  | 73°,7  | 7,87        | +6                         | 214            | 220              | 27,2                 | 28,0                   |
| 38°,4  | 70°,9  | 7,75        | +8                         | 213            | 221              | 27,5                 | 28,5                   |
| 35°,9  | 68°,4  | 7,62        | +10                        | 211            | 222              | 27,7                 | 29,2                   |
| 33°,4  | 65°,9  | 7,49        | +16                        | 214            | 223              | 28,6                 | 29,8                   |
| 30°,9  | 63°,4  | 7,33        | +25                        | 219            | 224              | 29,9                 | 30,6                   |
| 28°,4  | 60°,9  | 7,16        | +29                        | 218            | 225              | 30,4                 | 31,4                   |
| 25°,9  | 58°,4  | 6,98        | +34                        | 218            | 226              | 31,2                 | 32,4                   |
| 23°,4  | 55°,9  | 6,79        | +41                        | 220            | 226              | 32,4                 | 33,3                   |
| 20°,9  | 53°,4  | 6,58        | +52                        | 226            | 226              | 34,3                 | 34,3                   |
| 18°,4  | 50°,9  | 6,36        | +55                        | 223            | 226              | 35,1                 | 35,5                   |
| 15°,9  | 48°,4  | 6,13        | +59                        | 221            | 225              | 36,1                 | 36,7                   |
| 13°,4  | 45°,9  | 5,89        | +62                        | 217            | 224              | 36,8                 | 38,0                   |
| 10°,9  | 43°,4  | 5,63        | +64                        | 213            | 223              | 37,8                 | 39,6                   |
| 8°,4   | 40°,9  | 5,37        | +67                        | 209            | 221              | 38,9                 | 41,2                   |
| 5°,9   | 38°,4  | 5,09        | +85                        | 219            | 219              | 43,0                 | 43,0                   |
| 3°,4   | 35°,9  | 4,81        | +89                        | 216            | 217              | 44,9                 | 45,1                   |
| 0°,9   | 33°,4  | 4,51        | +94                        | 213            | 215              | 47,2                 | 47,8                   |
| 358°,4 | 30°,9  | 4,21        | +97                        | 208            | 212              | 49,4                 | 50,4                   |
| 355°,9 | 28°,4  | 3,90        | +97                        | 200            | 209              | 51,3                 | 53,6                   |
| 353°,4 | 25°,9  | 3,58        | +104                       | 199            | 205              | 55,6                 | 57,3                   |
| 350°,9 | 23°,4  | 3,26        | +102                       | 188            | 201              | 57,7                 | 61,7                   |
| 348°,4 | 20°,9  | 2,93        | +118                       | 195            | 196              | 66,6                 | 66,9                   |
| 345°,9 | 18°,4  | 2,59        | +122                       | 190            | 190              | 73,4                 | 73,4                   |
| 343°,4 | 15°,9  | 2,25        | +74+141                    | 133 200        | 182              | 59,1 88,9            | 80,9                   |
| 340°,9 | 13°,4  | 1,90        | +92+145                    | 142 195        | 174              | 74,7 102,6           | 91,6                   |
| 338°,4 | 10°,9  | 1,55        | +102+158                   | 142 198        | 164              | 91,6 127,7           | 105,8                  |
| 335°,9 | 8°,4   | 1,20        | +112+164                   | 144 196        | 152              | 120,6 163,3          | 126,7                  |
| 333°,4 | 5°,9   | 0,84        | +121+170                   | 143 192        | 137              | 170,2 228,6          | 163,1                  |
| 330°,8 | 3°,3   | 0,47        | +128+182                   | 140 194        | 111              | 297,9 412,8          | 236,2                  |
| 328°,3 | 0°,8   | 0,11        | +56                        | 59             | 49               | 536,4                | 445,5                  |
| 325°,8 | 358°,3 | 0,24        | -78                        | 84             | 80               | 350,0                | 333,3                  |
| 323°,6 | 356°,1 | 0,56        | -66                        | 81             | 119              | 144,6                | 212,5                  |
| 321°,1 | 353°,6 | 0,91        | -91-136                    | 115 160        | 140              | 126,4 175,8          | 153,8                  |



точки  $D$ . В этой точке и  $v_r$  должно быть максимальным, но, как мы указывали выше, из-за наличия остаточных скоростей это условие не выполняется. Кви, Мюллер и Вестерхаут приняли  $l_0 = 327^\circ,5$ ,  $R_0 = 8200$  пс. Тогда по формуле (78), если известно  $v_r$  для точки  $D$ , находится  $\omega(R)$  для этой точки, т. е. для точки с  $R = R_0 \sin l'$ . Результаты даны в табл. 7.

В третьем столбце таблицы приводятся расстояния точки  $D$  от центра Галактики, в четвертом столбце —  $v_r$  для этой точки, в пятом — линейная скорость его центроида, а в седьмом — угловая скорость. Для  $3^\circ,3 \leq l' \leq 15^\circ,9$  и  $l' = 353^\circ,6$  последние три величины определяются очень неуверенно и поэтому указаны лишь границы



того промежутка, в котором лежат эти величины. В шестом и восьмом столбце даны линейная круговая и угловая скорости, полученные после сглаживания. Эти данные, в настоящее время являющиеся наиболее надежными данными о вращении Галактики, приведены также графически на рис. 177 и 178, на которых дается изменение линейной и угловой скорости вращения водорода с изменением расстояния от центра Галактики. Сглаженная кривая проведена по верхним точкам. Это имеет ту мотивировку, что в ряде случаев максимум излучения может приходиться не из точки  $D$ , а из других точек, в которых плотность водорода оказалась намного больше, чем в точке  $D$ . Этот эффект приводит всегда к занижению значений  $\omega$  и  $\theta_s$ .

Обращает на себя внимание большая угловая скорость вращения центральных областей Галактики. На расстоянии 3 кпс от центра угловая скорость в четыре раза больше, чем в районе Солнца.

При переходе от направлений с галактическими долготами большими, чем долгота центра Галактики, к направлениям с меньшими долготами, чем у центра Галактики, должен происходить переход от профилей линий, смещенных в сторону положительных  $v_r$ , к профилям, смещенным в сторону отрицательных  $v_r$ . Это наблюдается при переходе от  $l = 328^\circ,3$  к  $l = 325^\circ,8$ . Принятое в настоящее время значение долготы галактического центра  $327^\circ,0$  (см. § 131) лежит как раз посередине между этими значениями  $l$ .

Большой интерес представляют обнаруженные Кви, Мюллером и Вестерхаутом широкие и пологие крылья у профилей линий в направлениях, близких к направлению на центр Галактики. Профиль в направлении  $l = 321^\circ,1$  имеет крыло только слева, а профили в направлениях  $l = 330^\circ,8$ ,  $333^\circ,4$ ,  $335^\circ,9$ ,  $338^\circ,4$ ,  $340^\circ,9$  и  $343^\circ,4$  только справа. Ближайшие к центру направления  $l = 323^\circ,6$ ,  $325^\circ,8$ ,  $328^\circ,3$  имеют крылья с двух сторон, причем

у первых двух направлений левое крыло больше правого, а у третьего правое крыло больше. Это явление можно трактовать, как радиальное движение водорода из центральных областей Галактики со скоростями 50—100 км/сек. Согласно расчету Оорта и Ругора общее количество газа, вытекающего из области с радиусом 3 *кпс* около центра Галактики, составляет в год приблизительно 1,5 массы Солнца.

§ 153. Ротационное движение звезд. Допустим, что звезда вращается и угол  $i$  между ее осью вращения и лучом зрения отличен от нуля. Тогда точки, лежащие на одной половине наблюдаемой поверхности звезды, будут приближаться к наблюдателю, а точки другой половины наблюдаемой поверхности — удаляться. Вследствие эффекта Доплера это вызовет расширение линий в спектрах звезд. Расширение линий вызывается и другими причинами, например, движениями масс материи в атмосферах звезд (сказывающимися также через эффект Доплера), влиянием на излучающие атомы электрических и магнитных полей. Однако если у двух звезд одного спектрального класса и одинаковой светимости ширина спектральных линий различна, то естественно допустить, что все прочие причины, вызывающие расширение спектральных линий, у них действуют одинаковым образом, а различие в ширине линий объясняется различной ротационной скоростью звезд и различием угла  $i$ . Очевидно, что при этом допущении разность ширин линий у двух таких звезд равна разности величин

$$y = x \sin i, \quad (81)$$

где  $x$  — ротационная скорость точек, лежащих на экваторе поверхности звезд. Величина  $x$  называется истинной ротационной скоростью звезды, а величина  $y$  — видимой ротационной скоростью. Обе они измеряются в километрах в секунду.

Если рассматривается достаточно большая группа звезд одного класса, то можно считать с известной степенью точности, что та из них, у которой спектральные линии самые узкие, имеет  $y$  практически равное нулю вследствие малости главным образом  $i$  и отчасти  $x$ . Тогда, вычитая ширину спектральной линии этой звезды из ширины спектральной линии другой звезды, мы получим видимую ротационную скорость последней. Можно также определять ротационную скорость, исследуя другие причины, вызывающие расширение линий, и оценивая таким образом ту часть расширения линий, которая вызвана ротационной скоростью.

Ротационные скорости звезд определяли О. Струве, Г. А. Шайн, Уэстгейт, Слеттебак, Хуан Шоу-шу и другие.

Полученные данные показывают, что ротационная скорость сильно зависит от спектрального класса. Это видно из табл. 8, составленной по дан-

Таблица 8

| Sp.   | N   | $\bar{y}$ ,<br>км/сек | Sp    | N   | $\bar{y}$ ,<br>км/сек |
|-------|-----|-----------------------|-------|-----|-----------------------|
| O     | 13  | 176                   | A4—A5 | 102 | 120                   |
| B0—B1 | 45  | 141                   | A7—A9 | 31  | 112                   |
| B2—B3 | 200 | 178                   | F0—F1 | 91  | 89                    |
| B4—B5 | 104 | 166                   | F2—F3 | 52  | 57                    |
| B6—B7 | 34  | 113                   | F4—F5 | 99  | 44                    |
| B8—B9 | 224 | 172                   | F6—F7 | 36  | 18                    |
| A0—A1 | 241 | 153                   | F8—F9 | 35  | 9                     |
| A2—A3 | 224 | 124                   |       |     |                       |

ными Хуана Шоу-шу (1953), в которой приводятся спектральный класс, число исследованных звезд  $N$ , средняя видимая ротационная скорость  $y$ .

Можно считать, что сглаженный ход ротационной скорости с классом иллюстрируется диаграммой спектр — ротационная скорость, приведенной на рис. 179.

Таблица показывает, что в промежутке спектральных классов O—B9 средняя ротационная скорость практически одинакова; на-

блюдающиеся здесь колебания носят случайный характер и вызваны в значительной степени случайностями в распределении  $i$ . Однако начиная со спектрального класса A0 при переходе к более поздним спектральным классам наблюдается неуклонное и быстрое падение ротационной скорости. Уже в спектральном классе G0 ротационная скорость так мала, что вызываемое ею расширение спектральных линий звезд нельзя измерить. С этим наблюдаемым фактом согласуется известная величина ротационной скорости Солнца (класс G2), равная приблизительно 2 км/сек.

И. М. Копылов и А. А. Боярчук, собрав известные в литературе данные, построили диаграмму спектр—ротационная скорость отдельно для звезд каждого из классов светимости I, II, III, IV и V. Оказалось, что спад ротационных скоростей при переходе от спектрального класса A0 к более поздним спектральным классам характерен для всех рассмотренных классов светимости.

Ротационная скорость звезды в ходе ее эволюции может изменяться вследствие двух причин: изменения радиуса и потери массы. Если звезда испытает изотропное расширение и ее радиус увеличится в  $k$  раз при постоянстве массы, то момент инерции относительно

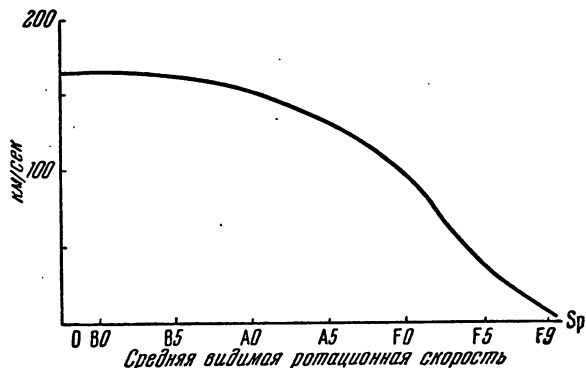


Рис. 179.

оси вращения возрастет в  $k^2$  раз, а так как полный момент вращения остается постоянным, угловая скорость вращения уменьшится в  $k^2$  раз, а ротационная скорость уменьшится в  $k$  раз.

Если звезда теряет массу в результате выбросов материи различных масштабов — от атомов, покидающих атмосферу вследствие термической диссипации, до образований, аналогичных протуберанцам на Солнце, но более мощным в звездах ранних спектральных классов, — то в предположении, что эти выбросы имеют различную скорость и направление, звезда будет избыточно терять момент вращения. Это объясняется тем, что выбросы, индивидуальная скорость которых имеет направление, близкое к направлению ротационной скорости звезды, имеют большую вероятность уйти в пространство. У этих выбросов ротационный момент больше, чем в среднем у материи той же массы, поэтому явление выбросов должно сопровождаться избыточным уносом ротационного момента, торможением ротационного движения звезды. Расчет показывает, что в предположении эволюции звезд с потерей массы этот эффект играет существенную роль и может объяснить диаграмму спектр—ротационная скорость.

Необходимо иметь в виду, что наблюдения дают видимую ротационную скорость  $y$ , но основной интерес представляет истинная ротационная скорость  $x$ . Чандрасекар и Мюнх (1950) рассмотрели вопрос о нахождении функции распределения  $f(x)$ , если из наблюдений получена функция распределения  $\varphi(y)$ . Решать эту задачу целесообразно отдельно для звезд каждого спектрального класса (если  $N$  достаточно велико). При этом необходимо сделать предположение, что все направления ротационных осей равновероятны и, следовательно, плотность распределения  $i$  равна  $\sin i$ .

Так как  $x$  и  $i$  не зависят друг от друга, то вероятность, что они окажутся в заданных элементарных промежутках, равна

$$f(x) \sin i \, dx \, di. \quad (82)$$

Рассмотрим некоторый фиксированный промежуток  $[y, y + dy]$ . Вероятность для видимой ротационной скорости попасть в этот промежуток мы получим, если в (82) при помощи (81) перейдем от величины  $i$  к  $x$  и  $y$  (причем  $y$  фиксировано), а затем проинтегрируем по всем возможным ( $x \geq y$ ) значениям  $x$ :

$$\Phi(y) dy = dy \int_y^{\infty} \frac{yf(x)}{x\sqrt{x^2 - y^2}} dx. \quad (83)$$

Полученное интегральное уравнение может быть приведено к уравнению Абеля и аналитически разрешено относительно искомой функции  $f(x)$ :

$$f(x) = \frac{2}{\pi x} \frac{d}{dx} \int_x^{\infty} \frac{\Phi(y)}{\sqrt{y^2 - x^2}} dy.$$

Однако использование этого решения на практике неудобно. На практике не столь важно получение самой функции  $f(x)$ . Необходим простой способ для получения моментов этой функции. Для этого помножим обе части уравнения (83) на  $y^n$ , проинтегрируем от 0 до  $\infty$ , а затем изменим в правой части уравнения порядок интегрирования:

$$\int_0^{\infty} y^n \Phi(y) dy = \int_0^{\infty} \frac{1}{x} f(x) dx \int_0^x \frac{y^{n+1}}{\sqrt{x^2 - y^2}} dy. \quad (84)$$

Введем новую переменную интегрирования  $t = \frac{y^2}{x^2}$ :

$$\int_0^{\infty} y^n \Phi(y) dy = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} x^n f(x) dx \int_0^1 t^{\frac{n}{2}} (1-t)^{-\frac{1}{2}} dt. \quad (85)$$

Интеграл по переменной  $t$  есть бета-функция  $B\left(\frac{n}{2} + 1, \frac{1}{2}\right)$ . Используя формулу, связывающую бета- и гамма-функцию, окончательно находим:

$$\overline{y^n} = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2} + \frac{3}{2}\right)} \overline{x^n}, \quad (86)$$

где  $\overline{x^n}$  и  $\overline{y^n}$  — средние значения  $x^n$  и  $y^n$ .

Из формулы (86), в частности, следует:

$$\overline{x} = \frac{4}{\pi} \overline{y}, \quad (87)$$

$$\overline{x^2} = \frac{3}{2} \overline{y^2}, \quad (88)$$

$$\overline{x^3} = \frac{16}{3\pi} \overline{y^3}, \quad (89)$$

а также

$$\overline{(x - \overline{x})^2} = 1,5 \overline{y^2} - \frac{16}{\pi^2} \overline{y}^2, \quad (90)$$

$$\overline{(x - \overline{x})^3} = \frac{16}{3\pi} \overline{y^3} - \frac{18}{\pi} \overline{y^2} \overline{y} + \frac{128}{\pi^3} \overline{y}^3. \quad (91)$$

Формула (87) позволяет сразу переходить от средней видимой ротационной скорости к средней истинной ротационной скорости, а формула (90) позволяет получить дисперсию истинных ротационных скоростей. Из формулы (90) следует также, что если дисперсия истинных ротационных скоростей равна нулю, то дисперсия видимых ротационных скоростей, вызываемая различной

ориентацией осей ротации, определяется равенством

$$\overline{y^2} - \bar{y}^2 = \left( \frac{32}{3\pi^2} - 1 \right) \bar{y}^2, \quad (92)$$

а среднее квадратичное случайное отклонение средней видимой ротационной скорости, определенной по  $N$  звездам, равно

$$\frac{1}{\sqrt{N-1}} \sqrt{\overline{y^2} - \bar{y}^2} = \sqrt{\frac{32}{3\pi^2} - 1} \frac{\bar{y}}{\sqrt{N-1}} \approx \frac{0,28}{\sqrt{N-1}} \bar{y}. \quad (93)$$

Последнюю формулу можно применить для анализа таблицы. Для спектральных классов В6—В7 находим по ней  $\frac{1}{\sqrt{N-1}} \sqrt{\overline{y^2} - \bar{y}^2} \approx 5,5$  км/сек.

Очевидно, что эта величина слишком мала, чтобы объяснить полностью наблюдаемый в этом месте таблицы минимум средней видимой ротационной скорости. С другой стороны, трудно допустить реальность такого узкого минимума. Поэтому мы приходим к выводу, что существует значительная дисперсия и в истинных ротационных скоростях звезд внутри данной узкой полосы спектральных классов. Кроме того, очевидно, что отклонения  $\bar{y}$  увеличиваются из-за ошибок определения видимых ротационных скоростей.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XIX

1. Д е й ч А. Н., Вековые параллаксы слабых звезд, выведенные из Пулковского каталога собственных движений в площадях Каптейна, Изв. ГАО, № 138, 1947.
2. З о н н В., Рудницкий К., Звездная астрономия, ИЛ, 1959.
3. О г о р о д н и к о в К. Ф., Основы динамики вращающихся звездных систем. Успехи астроном. наук 4, 3, 1948.
4. О г о р о д н и к о в К. Ф., Динамика звездных систем, Физматгиз, 1958.
5. П а р е н а г о П. П., Исследование пространственных скоростей звезд, Астрон. журн. 27, 150, 1950.
6. П а р е н а г о П. П., Курс звездной астрономии, Гостехиздат, 1954.
7. П а р е н а г о П. П., О разделении главной последовательности на две части, Вопросы космогонии 2, 261, 1954.
8. С о б о л е в В. В., О нахождении из собственных движений закона распределения звездных скоростей в пространстве, Астрон. журн. 15, 442, 1938.
9. A m b a r z u m i a n V. A., On the derivation of the frequency function of space velocities of the stars from the observed radial velocities, MN 96, 172, 1936.
10. S a m m G. L., A study of galactic rotation based on the velocities of the planetary nebulae, MN 99, 71, 1939.
11. C a m p b e l l W. W., Stellar motions, 1913.
12. E d d i n g t o n A. S., Stellar movements and the structure of the Universe, 1914.
13. C h a n d r a s e k h a r S., M u n c h G., On the integral equation governing the distribution of the true and the apparent rotational velocities of stars, Astrophys. J. 111, 142, 1950.
14. K w e e K. K., M u l l e r C. A., W e s t e r h a u t G., The rotation of the inner parts of the galactic system, Bull. Astron. Inst. Netherl. 12, N458, 1954.
15. O o r t J. H., Dynamics of the galactic system in the vicinity of the sun, Bull. Astron. Inst. Netherl. 4, 269, 1928.
16. O o r t J. H., Mean parallaxes of faint stars derived from the Radcliffe Catalogue of proper motions, Bull. Astron. Inst. Netherl. 8, N290, 1936.
17. P a h l e n E., Lehrbuch der Stellarstatistik, Лейпциг.
18. S m a r t W. M., Stellar dynamics, Cambridge, 1938.
19. S c h w a r z s c h i e l d K., Zur Stellarstatistik, Astron. Nachr. 190, 361, 1912.
20. H u a n g S u - S h u, A statistical study of the rotation of the stars, Astrophys. J. 118, 285, 1953.
21. T r u m p l e r B. R., W e a v e r H., Statistical Astronomy, California, USA, 1953,

## ГЛАВА XX

### ЗВЕЗДНАЯ ДИНАМИКА

§ 154. Основные положения. Звездная динамика изучает закономерности движений, происходящих в звездных системах, и эволюцию систем в результате этих движений. Под звездными системами мы будем понимать не только галактики, но и любые системы, основным элементом которых являются звезды, например, шаровые звездные скопления, рассеянные скопления и кратные звезды. До последних лет в звездной динамике ограничивались рассмотрением только звездного состава систем и эта область звездной динамики является наиболее разработанной. Однако в последнее время становится ясным, что в динамике некоторых классов звездных систем существенную роль играет также пылевая и газовая материя.

При взаимодействии звезд между собой единственной силой, определяющей их динамику, является гравитационная сила. Во взаимодействии звезд с диффузной материей важную роль играет также сила светового давления. Наконец, движение масс диффузной материи на больших расстояниях от звезд высокой светимости в значительной мере определяется силами магнитного поля звездных систем.

Гравитационное поле звездной системы имеет сложную структуру. Вследствие того, что гравитационная сила точечной массы убывает пропорционально квадрату расстояния, т. е. не очень быстро, в большинстве элементов объема звездных систем суммарная гравитационная сила объектов, населяющих звездную систему, значительно превосходит гравитационную силу того отдельного объекта, который вносит наибольший вклад в эту сумму. В этих элементах объема градиент гравитационной силы невелик.

С другой стороны, в непосредственной окрестности звезд, плотных звездных скоплений или других компактных объектов, сила притяжения близкого объекта сравнима с суммарной гравитационной силой всех остальных объектов, или даже превосходит ее. Здесь гравитационная сила является быстро изменяющейся функцией положения точки. Такая структура силового поля звездных систем вызывает необходимость ввести, следуя В. А. Амбарцумяну, понятие регулярного и иррегулярного поля системы.

Регулярным полем мы назовем то поле, которое было бы порождено сглаженным непрерывным распределением материи в системе. Соответствующие этому полю силы будем называть регулярными силами.

Иррегулярным полем мы назовем поле, получаемое как разность между фактическим полем системы и его регулярным полем. Соответствующие этому полю силы будем называть иррегулярными силами.

Иррегулярное поле является следствием дискретности строения звездных систем. Иррегулярные силы по отношению к телу, движущемуся в системе, носят характер случайных сил. Это значит, что иррегулярная сила, действующая при сближении рассматриваемого тела с некоторым объектом, не зависит от того, какова была иррегулярная сила при предыдущем сближении того же тела с другим объектом.

Таким образом, гравитационное поле звездной системы характеризуется, с одной стороны, сплошностью, а с другой стороны, дискретностью.

Чем больше тел в звездной системе, тем большую роль в ее динамике играют регулярные силы и тем меньше роль иррегулярных сил.

Это положение в более общей форме может быть сформулировано так: чем более однородно строение системы, тем большую роль в ней играют регулярные силы и тем меньше роль иррегулярных сил.

Поясним наше утверждение несложным расчетом. Найдем отношение части объема системы, в которой иррегулярные силы превосходят регулярные, ко всему объему системы. Для простоты будем считать систему сферической, а распределение в ней тел — равномерным. Пусть  $N$  — число тел системы,  $q$  — ее радиус,  $m$  — масса тела. Как известно, при этих условиях гравитационная сила на единицу массы в точке, находящейся внутри системы, равна

$$\frac{GN\bar{m}}{q^3} r, \quad (1)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная,  $r$  — расстояние до центра системы,  $\bar{m}$  — средняя масса тел.

С другой стороны, сила притяжения единицы массы ближайшим телом равна

$$\frac{Gm}{r_1^2}, \quad (2)$$

где  $r_1$  — расстояние до тела.

Приравняв (1) и (2), найдем радиус той окружающей тело сферы, внутри которой иррегулярная сила превосходит регулярную. Соответствующий этому радиусу объем равен

$$\frac{4}{3} \pi \left( \frac{mq^3}{Nmr} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (3)$$

Усреднив (3) по массе и поделив на объем, приходящийся в системе на одну звезду  $\left( \frac{4}{3} \frac{\pi q^3}{N} \right)$ , найдем величину искомого отношения для элементарного объема:

$$\frac{1}{\sqrt{N}} \frac{m^{\frac{3}{2}}}{(\bar{m})^{\frac{3}{2}}} \left( \frac{q}{r} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (4)$$

Интегрируя (4) по сфере и деля на ее объем, получим искомое отношение для всей системы:

$$\frac{2}{\sqrt{N}} \frac{m^{\frac{3}{2}}}{(\bar{m})^{\frac{3}{2}}}. \quad (5)$$

Величина (5) показывает, что в системах с  $N$  порядка 10, как это имеет место, например, у кратных звезд, объем иррегулярного поля сравним с объемом регулярного поля. У рассеянных скоплений, где число звезд порядка 100, иррегулярное поле также составляет существенную часть объема системы. В галактиках, если рассматривать их как совокупность отдельных звезд,  $N$  имеет порядок  $10^{10} - 10^{11}$ , и иррегулярное поле составляет лишь ничтожную долю объема системы. Но если рассматривать галактики как системы, состоящие из крупных образований — звездных облаков, шаровых скоплений,

скоплений диффузных облаков и т. п., то  $N$  окажется на 5—7 порядков меньше и значение иррегулярного поля резко возрастет. Выражение (5) показывает также, что при данном  $N$  различие в массах, составляющих систему тел, увеличивает долю иррегулярного поля системы.

Галактики и другие звездные системы содержат большое число тел. Очевидно, что это определяет возможность изучать их методами статистической механики, которые, как известно, заключаются в том, что вместо изучения поведения каждой частицы системы исследуются статистические параметры, характеризующие систему в целом. Звездные системы можно рассматривать как весьма разреженный газ, в котором движение молекул происходит в поле сил, созданном самим газом. Так, шаровые скопления являются аналогом свободного газового шара.

С другой стороны, представляет интерес изучение траекторий (орбит) отдельных тел в звездной системе, например, орбиты Солнца или других звезд в Галактике. В этой задаче методы звездной динамики должны быть, очевидно, близки методам небесной механики.

Всякая звездная система, как и обычный свободный газ с отрицательной полной энергией, стремится принять фигуру равновесия. Пока равновесное, стационарное состояние не достигнуто, состояние звездной системы называется нестационарным.

Необходимо, однако, отличать состояние стационарное в отношении только регулярных сил от состояния стационарного в отношении и регулярных и иррегулярных сил. Первое характеризуется тем, что при действии одних регулярных сил параметры системы не изменяются, в поле регулярных сил имеется детальное равновесие. Иначе говоря, при состоянии стационарном в отношении только регулярных сил, если игнорировать иррегулярные силы, число частиц в любом элементе фазового объема остается постоянным. Если же число частиц в каждом элементе фазового объема остается постоянным при действии регулярных и иррегулярных сил, то состояние системы называется стационарным в отношении регулярных и иррегулярных сил. Нестационарная система переходит в состояние стационарности в результате совместного действия регулярных и иррегулярных сил и при этом система стремится к состоянию стационарности в отношении регулярных и иррегулярных сил. Однако может так случиться, что вследствие особых условий формирования системы состояние стационарности в отношении регулярных сил будет достигнуто раньше. Система, стационарная в отношении только регулярных сил, в результате совместного действия всех сил поля переходит в состояние стационарное в отношении регулярных и иррегулярных сил.

Но состояние полной стационарности никогда не может быть достигнуто. Это происходит из-за того, что часть тел, испытавших действие поля иррегулярных сил (или, выражаясь иначе, испытавших тесные сближения с другими телами системы), приобретает скорости, превосходящие критическую, и покидает систему. Диссипация тел из системы изменяет параметры системы и равновесное состояние нарушается. В системе с большим числом тел относительная диссипация происходит медленно и система успевает в результате совместного действия всех сил поля перейти в новое равновесное состояние, которое тут же нарушается вследствие диссипации. Таким образом, в результате действия иррегулярных и регулярных сил система проходит через последовательность равновесных состояний. Такое состояние системы В. А. Амбарцумян назвал квазистационарным.

§ 155. Основное уравнение звездной динамики для регулярного поля. Рассмотрим регулярное поле звездной системы.

Пусть  $q_1, q_2, q_3$  являются гамильтоновскими координатами звезды, а  $p_1, p_2$  и  $p_3$  — соответствующими им импульсами. Тогда каждая звезда в шестимерном фазовом пространстве будет определяться точкой  $(q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3)$ ,



а звездная система определится в фазовом пространстве системой соответствующих точек. Если  $H(p, q)$  — функция Гамильтона, то уравнения движения звезды имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \dot{q}_i &= \frac{\partial H}{\partial p_i}, \\ \dot{p}_i &= -\frac{\partial H}{\partial q_i}, \\ i &= 1, 2, 3. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Обозначим через  $\psi(q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3, t)$  плотность в фазовом пространстве, а через  $V$  — обобщенный вектор скорости в фазовом пространстве с компонентами  $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dot{q}_3, \dot{p}_1, \dot{p}_2, \dot{p}_3$ .

В таком случае можно написать известное в механике уравнение непрерывности, выражающее собой неизменность общего числа частиц (точек в фазовом пространстве):

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \text{div}(\psi V) = 0. \quad (7)$$

Если система стационарна, то  $\psi$  не зависит от времени явно, т. е.  $\frac{\partial \psi}{\partial t} = 0$ .

Уравнение (7) в развернутой форме имеет вид:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left[ \frac{\partial}{\partial q_i} (\psi \dot{q}_i) + \frac{\partial}{\partial p_i} (\psi \dot{p}_i) \right] = 0,$$

или, если раскрыть производные:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left[ \dot{q}_i \frac{\partial \psi}{\partial q_i} + \dot{p}_i \frac{\partial \psi}{\partial p_i} \right] + \psi \sum_{i=1}^3 \left[ \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial q_i} + \frac{\partial \dot{p}_i}{\partial p_i} \right] = 0. \quad (8)$$

Но согласно (6)

$$\frac{\partial \dot{q}_i}{\partial q_i} = -\frac{\partial \dot{p}_i}{\partial p_i} = \frac{\partial^2 H}{\partial q_i \partial p_i}$$

и равенство (8) принимает более простой вид:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left[ \dot{q}_i \frac{\partial \psi}{\partial q_i} + \dot{p}_i \frac{\partial \psi}{\partial p_i} \right] = 0. \quad (9)$$

Очевидно, что его можно записать так:

$$\frac{D\psi}{Dt} = 0, \quad (10)$$

где  $\frac{D}{Dt}$  — оператор Стокса, обозначающий скорость изменения величины в точке, движущейся в фазовом пространстве вместе с частицей.

Уравнение (10), называемое уравнением Больцмана, впервые для звездных систем было использовано Джинсом. Оно выражает теорему Лиувилля, гласящую, что плотность элемента фазового пространства при его движении вдоль фазовой траектории остается постоянной.

В прямоугольных координатах функция Гамильтона на единицу массы имеет, как известно, вид

$$H = \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) - \Phi(x, y, z, t),$$

где  $u, v, w$  — компоненты скорости звезды, а  $\Phi(x, y, z, t)$  — гравитационный потенциал регулярных сил. Поэтому канонические уравнения

движения (6) в прямоугольных координатах принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{x} &= \frac{\partial H}{\partial u}, & \dot{y} &= \frac{\partial H}{\partial v}, & \dot{z} &= \frac{\partial H}{\partial w}, \\ \dot{u} &= -\frac{\partial H}{\partial x}, & \dot{v} &= -\frac{\partial H}{\partial y}, & \dot{w} &= -\frac{\partial H}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

причем

$$\dot{u} = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad \dot{v} = \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad \dot{w} = \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (12)$$

Уравнение (9) в прямоугольных координатах запишется в следующем виде:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + u \frac{\partial \psi}{\partial x} + v \frac{\partial \psi}{\partial y} + w \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial u} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial v} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial w} = 0. \quad (13)$$

Необходимо отметить, что уравнение (13) верно лишь в том случае, когда мы пренебрегаем действием иррегулярных сил. Если принимается во внимание и иррегулярное поле, то в правой части (13) нуль следует заменить функцией

$$\left( \frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{\text{irr}}, \quad (14)$$

учитывающей влияние иррегулярных сил. Линейному дифференциальному уравнению в частных производных (13), согласно методу Лагранжа, соответствует система обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$dt = \frac{dx}{u} = \frac{dy}{v} = \frac{dz}{w} = \frac{du}{\frac{\partial \Phi}{\partial x}} = \frac{dv}{\frac{\partial \Phi}{\partial y}} = \frac{dw}{\frac{\partial \Phi}{\partial z}}, \quad (15)$$

и общее решение уравнения (13) является произвольной функцией шести независимых первых интегралов системы (15).

Но легко видеть, что уравнения (15) есть не что иное, как уравнения движения (11), так что первые интегралы системы (15) являются первыми интегралами движения. Ясно, что любая их комбинация также является интегралом движения. То, что фазовая плотность  $\psi$  является первым интегралом движения, непосредственно вытекает и из равенства (10). Итак,

$$\psi = \psi(I_1, I_2, I_3, I_4, I_5, I_6),$$

где

$$I_i = I_i(t, x, y, z, u, v, w) \quad (i = 1, 2, \dots, 6),$$

есть первые интегралы движения.

Существует еще одно соотношение, связывающее функции  $\psi$  и  $\Phi$ . Если под  $\psi$  понимать не плотность точек, а плотность массы в фазовом пространстве и проинтегрировать  $\psi$  по всем значениям компонентов скоростей, то будет получена плотность массы в физическом пространстве:

$$D = \iiint \psi \, du \, dv \, dw. \quad (16)$$

Из теории потенциала известно, что потенциал связан с плотностью уравнением Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -4\pi G D. \quad (17)$$

Равенства (16) и (17) и определяют еще одну зависимость между потенциалом и фазовой плотностью.

Для того чтобы система была стационарна в регулярном поле, необходимо и достаточно, чтобы она удовлетворяла уравнению (13), в котором отсутствует первый член левой части — частная производная от фазовой плотности по времени. Согласно (16) и (17) очевидно, что и потенциал в этом случае не зависит от времени.

Для того чтобы система была стационарна и в регулярном и в иррегулярном поле, необходимо и достаточно, чтобы она удовлетворяла уравнению (13) без первого члена левой части и, кроме того, чтобы была тождественно равна нулю функция (14).

Для системы, стационарной в регулярном поле в системе уравнений (15), исключается первое уравнение и эти уравнения превращаются в дифференциальные уравнения фазовой траектории. Вследствие этого в стационарной системе фазовая плотность в общем случае является функцией не шести, а пяти первых интегралов движения:

$$\begin{aligned}\psi &= \psi(I_1, I_2, I_3, I_4, I_5), \\ I_i &= I_i(x, y, z, u, v, \omega), \quad i = 1, 2, \dots, 5,\end{aligned}\quad (18)$$

причем первые интегралы не зависят от времени.

Каждый из интегралов движения должен, очевидно, удовлетворять уравнению (13), т. е.

$$\frac{DI_i}{Dt} = 0. \quad (19)$$

Если система стационарна в регулярном поле, то уравнению (19), как легко проверить, удовлетворяет функция

$$I_1 = u^2 + v^2 + \omega^2 - 2\Phi.$$

Поэтому первый интеграл

$$I_1 = V^2 - 2\Phi = \text{const}, \quad (20)$$

называемый интегралом энергии и выражающий постоянство полной энергии звезды, имеет место в случае любой стационарной системы.

Рассмотрим подробнее вопрос о представлении фазовой плотности через независимые первые интегралы движения, следуя анализу, проведенному Г. Г. Кузминым (1953).

Каждый из первых интегралов (18) определяет в фазовом пространстве некоторую неподвижную пятимерную гиперповерхность (в случае нестационарной системы эти гиперповерхности в общем случае были бы движущимися). Пересечение пяти гиперповерхностей даст линию, определяющую траекторию точки в фазовом пространстве. В зависимости от того, как зависит потенциал от координат, траектория точки может быть замкнута и незамкнута, причем, как легко видеть, если траектория замкнута в фазовом пространстве, то она замкнута и в обычном пространстве, и наоборот. В общем случае траектория незамкнута и тогда ее витки заполняют в обычном пространстве двухмерную или трехмерную область, а в фазовом пространстве — гиперповерхности двух или более измерений. Но пять пятимерных гиперповерхностей, задаваемых независимыми уравнениями (18), лишь в том случае дадут гиперповерхность второго измерения, когда одна из этих пятимерных гиперповерхностей заполняет своими складками все шестимерное пространство. Соответствующий ей интеграл (18), очевидно, бесконечнозначен. Этот бесконечнозначный интеграл не может участвовать в представлении функции фазовой плотности, поскольку ясно, что функция фазовой плотности является необходимо однозначной.

Аналогично, если незамкнутая траектория точки заполняет в фазовом пространстве трехмерную область, то два из интегралов (18) бесконечнозначны и не могут участвовать в представлении функции фазовой плотности, и т. д.

Поэтому в общем случае стационарной в регулярном поле системы равенства (18) следует написать в виде

$$\begin{aligned}\psi &= \psi(J_1, J_2, \dots, J_n), \\ J_j &= J_j(x, y, z, u, v, w), \quad j = 1, 2, \dots, n \leq 5,\end{aligned}\quad (18^*)$$

где  $J_j$  — однозначные первые интегралы движения. Остальные первые интегралы движения

$$J_k = J_k(x, y, z, u, v, w), \quad k = n+1, n+2, \dots, 5$$

бесконечнозначны и не участвуют в представлении функции фазовой плотности.

При практическом выполнении решения уравнения (13) возможны два пути. Первый заключается в задании некоторых свойств потенциала  $\Phi$ , нахождения из (15) первых интегралов движения и определения, таким образом, свойств фазовой плотности  $\psi$ . Этим путем шел Джинс. Второй путь состоит в задании формы функции  $\psi$ , подстановке ее в (13) и получения в результате соотношений, связывающих параметры избранной формы. Этим путем шли Оорт и Чандрасекар.

§ 156. Решение основного уравнения звездной динамики при помощи задания потенциала. Применим сначала первый метод. Рассмотрим в регулярном поле стационарную систему и будем задавать значения потенциала  $\Phi$ , причем начнем со случая, когда на потенциал накладываются наиболее жесткие ограничения, а затем эти ограничения будем постепенно уменьшать.

а) Зададим потенциал таким образом, чтобы все звезды двигались по замкнутым орбитам. В механике известны лишь две конкретные формы потенциала:

$$\Phi = c_1 r^{-1}, \quad (21)$$

$$\Phi = c_2 r^2 + c_3, \quad (22)$$

которые обеспечивают замкнутость орбиты любого тела с произвольными  $x$ ,  $y$ ,  $z$  и  $u$ ,  $v$ ,  $w$ . (Если в случае (21) скорость тела больше критической, то траектория незамкнута, но в другом смысле. Она не заполняет двухмерной или трехмерной области.) Здесь  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  — постоянные, а  $r$  — расстояние от точки  $O$ . Потенциалы (21) и (22) являются специальными случаями сферически симметричного потенциала.

Как известно из небесной механики, в случае (21) тела движутся по эллипсам с фокусом в точке  $O$ , а в случае (22) — по эллипсам с центром в точке  $O$ . В обоих случаях орбиты определяются пятью параметрами — элементами орбиты. Так как элементы орбиты во все время движения остаются постоянными, то они являются первыми независимыми интегралами движения. Следовательно, фазовая плотность зависит от пяти независимых интегралов движения и имеет, казалось, максимально общий вид. Однако рассмотрение уравнения Пуассона (17) показывает, как известно, что (21) возможно только тогда, когда гравитационное поле создается одной точечной массой, что невозможно в случае звездной системы. Точно так же (22) соответствует возможному, но специальному случаю, когда система имеет однородную плотность. Можно показать, что в этом случае орбиты всех тел должны быть круговыми, а это уже сильно ограничивает общность фазовой плотности. Таким образом, большая общность фазовой плотности вступает в противоречие сама с собой.

б) Рассмотрим общий случай сферически симметричного потенциала:

$$\Phi = \Phi(r) = \Phi(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}).$$

Как известно, в этом случае траектория тела лежит в плоскости, проходящей через центр и через вектор скорости тела в некоторый начальный момент. Но в общем случае траектория теперь незамкнута и ее витки заполняют в указанной плоскости кольцо, т. е. двумерную область. Следовательно, и в фазовом пространстве витки траектории заполняют по крайней мере двухмерную область. Из этого следует, что хотя бы один из первых интегралов движения бесконечнозначен и фазовая плотность может зависеть не более, чем от четырех независимых первых интегралов движения. Одним из них является интеграл энергии (20):

$$J_1 = V^2 - 2\Phi.$$

Три других интеграла мы найдем, заметив, что уравнения (15) можно написать в виде

$$\frac{dx}{u} = \frac{dy}{v} = \frac{dz}{w} = \frac{du}{x \frac{\partial \Phi}{\partial r}} = \frac{dv}{y \frac{\partial \Phi}{\partial r}} = \frac{dw}{z \frac{\partial \Phi}{\partial r}}.$$

Отсюда, например, следует:

$$\begin{aligned} v dx &= u dy, \\ x dv &= y dy. \end{aligned}$$

Складывая эти уравнения и интегрируя, находим  $J_2$ . Аналогично находятся  $J_3$  и  $J_4$ :

$$\left. \begin{aligned} J_2 &= xv - yu = \text{const}, \\ J_3 &= yw - zv = \text{const}, \\ J_4 &= zu - xw = \text{const}. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Равенства (23), выражающие постоянство проекций на координатные плоскости удвоенной секториальной скорости тела, называются интегралами площадей.

Таким образом, нами получены все четыре возможные однозначные первые интегралы движения и можно было бы написать:

$$\psi = \psi(J_1, J_2, J_3, J_4).$$

Но очевидно, что три интеграла площадей (23) являются следствием постоянства секториальной скорости тела в плоскости орбиты, выражаемого одним равенством,

$$r^2 (\vartheta^2 + P^2) = r^2 (V^2 - \Pi^2) = \text{const}, \quad (24)$$

где  $\Pi$ ,  $\vartheta$  и  $P$  — ортогональные линейные компоненты скорости, соответствующие сферическим координатам  $r$ ,  $\theta$  и  $\phi$ . Поэтому фазовая плотность является функцией только двух интегралов движения,

$$\psi = \psi[V^2 - 2\Phi, r^2 (\vartheta^2 + P^2)]. \quad (25)$$

Результат (24) мы получили бы, основываясь на равенствах (16) и (17). Из них следует, что поскольку потенциал  $\Phi$  зависит только от  $r$ , то и зависимость фазовой плотности от координат может выражаться только через  $r$ . Следовательно, интегралы  $J_2$ ,  $J_3$  и  $J_4$  могут в  $\psi$  входить только в такой комбинации, зависимость которой от координат выражается через одну координату  $r$ . Но  $J_2$ ,  $J_3$  и  $J_4$  есть проекции удвоенной секториальной скорости в плоскости орбиты (24) на координатные плоскости; поэтому искомая комбинация есть

$$J_2^2 + J_3^2 + J_4^2 = r^2 (\vartheta^2 + P^2),$$

что подтверждает предыдущий вывод. Итак, вследствие ограничения, накладываемого уравнением Пуассона, фазовая плотность при сферически симметричном потенциале является комбинацией только двух интегралов движения и имеет вид (25). Поскольку компоненты скорости  $\vartheta$  и  $R$  входят в фазовую плотность только в комбинации  $\vartheta^2 + R^2$ , то в любой точке звездной системы тело скоростей является телом вращения вокруг оси, совпадающей с радиусом-вектором  $r$ .

в) Рассмотрим теперь потенциал стационарной в регулярном поле системы с осевой симметрией, представляющий особый интерес в связи с тем, что большинство галактик, в том числе и наша Галактика, в первом приближении имеют осевую симметрию. Траектория звезды в общем случае уже не будет плоской и заполняет трехмерный объем, имеющий форму тора (кругового, но не с круговым сечением). Это показывает, что фазовая плотность является функцией не более, чем трех первых независимых интегралов движения:

$$\psi = \psi(J_1, J_2, J_3).$$

Одним из первых интегралов  $J_1$  является интеграл энергии (20). Вторым мы получим, если совместим ось  $z$  с осью симметрии потенциала, так что

$$\Phi = \Phi(\sqrt{x^2 + y^2}, z).$$

Тогда, как легко проверить, из интегралов (23) остается справедливым первый, интеграл площадей относительно оси  $z$ :

$$J_2 = xv - yu = \text{const.}$$

Введем в рассмотрение цилиндрические координаты  $R, \theta, Z$  и соответствующие им ортогональные линейные компоненты скорости  $\Pi, \vartheta, Z$ . Тогда интеграл энергии и интеграл площадей запишутся в виде

$$\left. \begin{aligned} J_1 &= \Pi^2 + \vartheta^2 + Z^2 - 2\Phi = \text{const.}, \\ J_2 &= R\vartheta = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Третий интеграл получить не удастся, не накладывая никаких новых ограничений на потенциал. Однако для любой конкретной формы потенциала с осевой симметрией можно подбирать квазиинтеграл движения, т. е. такую форму координат и компонентов скорости, значение которой изменяется очень медленно. Этот квазиинтеграл должен быть введен в выражение для фазовой плотности. В самом деле, если бы фазовая плотность зависела только от двух первых интегралов (26), то тело скоростей в каждой точке звездной системы представляло бы тело вращения относительно оси, совпадающей с компонентой скорости  $\vartheta$ , что противоречит полученному выше результату для сферического потенциала, который является частным случаем потенциала с осевой симметрией.

Как известно, в Галактике тело скоростей не является телом вращения с осью, совпадающей с  $\vartheta$ . Более того, наблюдения показывают, что тело скоростей в Галактике близко к эллипсоиду, у которого оси по направлениям  $\Pi$  и  $Z$  не только не равны, но, наоборот, максимально отличаются друг от друга, являясь наибольшей осью (первая) и наименьшей (необходимо оговориться, что главные оси эллипсоида скоростей, полученного из наблюдения скоростей, не вполне совпадают с направлениями  $\Pi, \vartheta$  и  $Z$ ). Поэтому третий интеграл (точнее, квазиинтеграл), входящий в  $\psi$ , должен играть в  $\psi$  значительную роль, существенно нарушая симметрию распределения по  $\Pi$  и  $Z$ . Формы третьего интеграла (квазиинтеграла) движения были предложены Линдбладом, Кларком и Г. Г. Кузминым.

г) Рассмотрим, наконец, возможность отсутствия симметрии у потенциала стационарной в регулярном поле системы. Тогда в общем случае можно найти только один интеграл — интеграл энергии. Если предположить, что фазовая плотность является функцией только этого интеграла,

$$\psi = \psi(V^2 - 2\Phi),$$

то согласно (16) пространственная плотность  $D$  является функцией только потенциала:

$$D = D(\Phi)$$

и уравнение Пуассона (17), симметричное относительно  $x$ ,  $y$  и  $z$ , покажет, что и потенциал  $\Phi$  должен быть сферически симметричен. Но, как мы показали выше, при сферически симметричном потенциале фазовая плотность зависит от двух первых интегралов движения. Следовательно, у стационарной в регулярном поле системы фазовая плотность не может зависеть только от одного интеграла движения.

Основываясь на аналогии с равновесными конфигурациями вращающейся самогравитирующей жидкости, можно вообще утверждать, что стационарная в регулярном поле звездная система должна иметь ось симметрии и плоскость симметрии.

§ 157. Гидродинамические уравнения для звездных систем. Напишем уравнение (13) в цилиндрических координатах. Это можно сделать, применив гамильтонову функцию в цилиндрических координатах к уравнению (9) и затем совершив переход от моментов к компонентам скоростей. Однако полезнее будет вывести уравнение (9) другим способом — сразу в цилиндрических координатах.

Пусть

$$\psi(R, \theta, z, \Pi, \vartheta, Z, t) dR d\theta dz d\Pi d\vartheta dZ dt \quad (27)$$

есть число звезд, имеющих в момент времени  $t$  координаты  $R, \theta, z$  и компоненты скорости  $\Pi, \vartheta, Z$  (выражаясь точнее, следовало бы говорить: число звезд, имеющих в момент времени между  $t$  и  $t + dt$  координаты между  $R$  и  $R + dR, \theta$  и  $\theta + d\theta$  и т. д., но мы будем придерживаться сокращенной формулировки). Через промежуток времени  $dt$  координаты и компоненты скоростей этих звезд изменятся, но так как это будут те же самые звезды, число звезд с новыми значениями координат и компонентов скорости

$$\psi \left( R + \dot{R} dt, \theta + \dot{\theta} dt, z + \dot{z} dt, \Pi + \dot{\Pi} dt, \vartheta + \dot{\vartheta} dt, Z + \dot{Z} dt \right) \times \\ \times dR d\theta dz d\Pi d\vartheta dZ dt \quad (28)$$

равняется числу (27).

Приравнявая эти два выражения, разлагая функцию (28) в ряд Тейлора и ограничиваясь членами первого порядка относительно приращений, после сокращения получаем:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \Pi \frac{\partial \psi}{\partial R} + \frac{\vartheta}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + Z \frac{\partial \psi}{\partial z} + \dot{\Pi} \frac{\partial \psi}{\partial \Pi} + \dot{\vartheta} \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} + \dot{Z} \frac{\partial \psi}{\partial Z} = 0. \quad (29)$$

Уравнения Лагранжа в цилиндрических координатах имеют, как известно, вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{\Pi} &= \frac{\partial^2}{\partial R} + \frac{\partial \Phi}{\partial R}, \\ \dot{\vartheta} &= \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \frac{\vartheta \Pi}{R}, \\ \dot{Z} &= \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

где  $\Phi(R, \theta, z, t)$  — потенциал на единицу массы. Поэтому (29) можно написать в виде

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \Pi \frac{\partial \psi}{\partial R} + \frac{\vartheta}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + Z \frac{\partial \psi}{\partial z} + \left( \frac{\vartheta^2}{R} + \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) \frac{\partial \psi}{\partial \Pi} + \left( \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \frac{\vartheta \Pi}{R} \right) \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial Z} = 0. \quad (31)$$

Это и есть основное уравнение звездной динамики в цилиндрических координатах. Помножим теперь (31) последовательно на

$$d\Pi \, d\vartheta \, dZ, \quad \Pi \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ, \quad \vartheta \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ, \quad Z \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ$$

и проинтегрируем по всем значениям компонентов скоростей. Покажем на нескольких примерах, как преобразуются при этом члены полученных уравнений:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \psi}{\partial t} \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ = \frac{\partial}{\partial t} D, \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \psi}{\partial t} \Pi \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Pi \psi \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ = \frac{\partial}{\partial t} D\bar{\Pi}, \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \vartheta \Pi \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ &= \frac{\partial}{\partial \theta} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi \vartheta \Pi \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ = \frac{\partial}{\partial \theta} D\bar{\vartheta}\bar{\Pi}, \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Pi \vartheta^2 \frac{\partial \psi}{\partial \Pi} \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\psi \Pi]_{\Pi=-\infty}^{\Pi=+\infty} \vartheta^2 \, d\vartheta \, dZ - \\ &\quad - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi \vartheta^2 \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ = -D\bar{\vartheta}^2, \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Pi \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} \, d\Pi \, d\vartheta \, dZ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\psi]_{\vartheta=-\infty}^{\vartheta=+\infty} \Pi \, d\Pi \, dZ = 0. \end{aligned}$$

Здесь  $D$  — пространственная плотность, черта сверху означает среднее значение величины. В четвертом примере при интегрировании по частям первый член обращается в нуль, так как функция распределения при стремлении компонента скорости к бесконечности стремится к нулю быстрее, чем любая отрицательная степень этого компонента.

Применяя аналогичные преобразования ко всем членам уравнений, получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} D + \frac{\partial}{\partial R} (D\bar{\Pi}) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} (D\bar{\vartheta}) + \frac{\partial}{\partial z} (D\bar{Z}) + \frac{1}{R} D\bar{\Pi} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (D\bar{\Pi}) + \frac{\partial}{\partial R} (D\bar{\Pi}^2) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} (D\bar{\Pi}\bar{\vartheta}) + \frac{\partial}{\partial z} (D\bar{\Pi}\bar{Z}) + \frac{1}{R} D(\bar{\Pi}^2 - \bar{\vartheta}^2) &= D \frac{\partial \Phi}{\partial R}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (D\bar{\vartheta}) + \frac{\partial}{\partial R} (D\bar{\Pi}\bar{\vartheta}) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} (D\bar{\vartheta}^2) + \frac{\partial}{\partial z} (D\bar{\vartheta}\bar{Z}) + \frac{2}{R} D\bar{\Pi}\bar{\vartheta} &= \frac{1}{R} D \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (D\bar{Z}) + \frac{\partial}{\partial R} (D\bar{\Pi}\bar{Z}) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} (D\bar{\vartheta}\bar{Z}) + \frac{\partial}{\partial z} (D\bar{Z}^2) + \frac{1}{R} D\bar{\Pi}\bar{Z} &= D \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Дифференциальные уравнения (32), связывающие средние значения компонентов скоростей и их произведений между собой и с потенциалом системы, называются гидродинамическими уравнениями звездной системы.  $\bar{\Pi}$ ,  $\bar{\vartheta}$  и  $\bar{Z}$  являются компонентами скорости центроида. Если система стационарна и имеет ось круговой симметрии, то частные производные по  $t$  и  $\theta$  равны



нулю. Если мы также предположим, что  $\psi$  есть четная функция  $\Pi$  и  $Z$ , что, например, справедливо при эллипсоидальном законе распределения скоростей, то

$$\bar{\Pi} = \bar{Z} = \bar{\Pi}\bar{\vartheta} = \bar{\vartheta}\bar{Z} = \bar{Z}\bar{\Pi} = 0.$$

Тогда первое и третье из уравнений (32) дают тождественный нуль, а второе и четвертое принимают следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial R}(D\bar{\Pi}^2) + \frac{1}{R}D(\bar{\Pi}^2 - \bar{\vartheta}^2) = D\frac{\partial\Phi}{\partial R}, \quad (33)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(D\bar{Z}^2) = D\frac{\partial\Phi}{\partial z}. \quad (34)$$

Обозначим линейную скорость вращения центроида  $\vartheta_0 = \bar{\vartheta}$ , а остаточную скорость звезды в направлении вращения  $\vartheta' = \vartheta - \vartheta_0$ . Тогда

$$\bar{\vartheta}^2 = \overline{(\vartheta - \vartheta_0 + \vartheta_0)^2} = \overline{\vartheta'^2} + \vartheta_0^2.$$

Вспоминая также, что

$$\frac{\partial\Phi}{\partial R} = -\frac{1}{R}\vartheta_c^2,$$

где  $\vartheta_c$  — линейная скорость точки, движущейся по круговой орбите, мы можем (33) переписать в виде

$$\vartheta_c^2 - \vartheta_0^2 = \overline{\vartheta'^2} - \bar{\Pi}^2 - \frac{R}{D}\frac{\partial}{\partial R}(D\bar{\Pi}^2). \quad (35)$$

Равенство (35) определяет разность между круговой скоростью и скоростью центроида в данной точке. Оно, в частности, показывает, что при стремлении остаточных скоростей к нулю эта разность стремится к нулю пропорционально квадрату остаточных скоростей. Центроиды групп звезд, имеющих малую дисперсию скоростей, движутся практически с круговой скоростью. Это, разумеется, справедливо лишь в сделанном выше предположении о четности функции распределения  $\psi$  относительно  $\Pi$  и  $Z$ .

§ 158. Решение основного уравнения звездной динамики при помощи задания функции распределения скоростей. Перейдем к исследованию возможности решения уравнений (13) относительно  $\Phi$ , если задан вид  $\psi$ . Рассмотрим сначала два частных случая.

а) Допустим, что скорости всех звезд направлены по сферической координате  $r$  и в каждой точке физического пространства звезда может иметь только скорость  $\Pi(r)$  или  $-\Pi(r)$ . В таком случае, если предположить, что звездная система стационарна, потенциал должен быть сферически симметричен относительно начала сферических координат  $O$ . В каждой точке число звезд, движущихся к центру, т. е. имеющих скорость  $-\Pi(r)$ , должно равняться числу звезд движущихся от центра и имеющих скорость  $\Pi(r)$ . Число звезд, пересекающих в единицу времени любую сферическую поверхность с центром в  $O$ , должно быть постоянным и, следовательно, справедливо равенство

$$\Pi Dr^2 = c, \quad (36)$$

являющееся, как нетрудно проверить, интегралом уравнения (13) для рассматриваемого частного случая. С другой стороны, уравнение Пуассона (17) в сферических координатах (если учесть, что вследствие сферической симметрии потенциала его частные производные по сферическим углам равны нулю) имеет вид

$$\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\Phi}{dr}\right) = -4\pi GDr^2. \quad (37)$$

Если заметить, что

$$\frac{d\Phi}{dr} = \frac{d\Pi}{dt} = \frac{d\Pi}{dr} \frac{dr}{dt} = \Pi \frac{d\Pi}{dr} = \frac{1}{2} \frac{d(\Pi^2)}{dr},$$

а правую часть (37) преобразовать при помощи (36), то получим дифференциальное уравнение второго порядка относительно  $\Pi^2$ :

$$\frac{d}{dr} \left[ r^2 \frac{d(\Pi^2)}{dr} \right] = - \frac{8\pi G C}{\sqrt{\Pi^2}}. \quad (38)$$

Это уравнение принадлежит к типу уравнений Эмдена. Оно не решается в аналитическом виде, но численно его решать легко. Структура его показывает, что если задать начальное условие  $\Pi(0) = C_1 < C_2$ , где  $C_2$  зависит от величины  $C$ , то определится  $b$ , так что  $\Pi \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow b - 0$ .

Из этого результата и (36) следует, что в рассматриваемой системе плотность в центре и на поверхности сферы с  $r = b$  равна бесконечности. Внутри сферы плотность конечна, а вне сферы равна нулю. Число звезд системы ограничено, так как

$$\int_0^b 4\pi D r^2 dr = 4\pi \int_0^b \frac{dr}{\Pi(r)}$$

сходится вследствие медленного стремления к нулю  $\Pi(r)$  при  $r \rightarrow b$ . Таким образом, может существовать стационарная сферическая звездная система, в которой скорости звезд имеют только радиальный компонент.

б) Допустим, что компонент скорости всех звезд по радиусу-вектору равен нулю, т. е.  $\Pi = 0$ . В стационарной системе это может быть лишь в том случае, когда потенциал системы сферически симметричен и скорость  $\sqrt{\Phi^2 + P^2}$  каждой звезды удовлетворяет условию

$$\frac{\Phi^2 + P^2}{r} = \frac{GM}{r^2},$$

где  $M$  — масса системы, заключенная внутри радиуса  $r$ . Выражая  $M$  через плотность  $D$ , находим:

$$\frac{\Phi^2 + P^2}{r} = \frac{4\pi G}{r^2} \int_0^r D(x) x^2 dx. \quad (39)$$

Необходимо также, чтобы распределение скоростей в каждой точке системы обладало круговой симметрией в плоскости, касательной к сфере в данной точке.

При выполнении перечисленных условий может существовать стационарная система с любой заданной функцией плотности.

Совершенно очевидно, что оба рассмотренных случая представляют систему, стационарную только в отношении регулярных сил. Сближения звезд между собой должны вызывать в системе а) появление и рост составляющих скоростей, перпендикулярных к радиусу-вектору, а в системе б) появление и рост составляющих скоростей, направленных по радиусу-вектору. Этот процесс завершится установлением некоторого наимвероятнейшего распределения скоростей, при котором система станет стационарной в отношении обоих видов сил. Как мы отмечали в § 154, вследствие диссипации звезд из системы состояние полной стационарности на самом деле не может быть достигнуто; система будет находиться в квазистационарном состоянии.

Из всего изложенного выше следует, что возможны три подхода к решению уравнения (13) заданием функции  $\psi$ :

1) Задать функцию распределения скоростей, исходя из соображений, связанных с характером формирования системы, предполагая, что система молода и иррегулярные силы не успели существенно изменить первоначальное распределение скоростей.

2) Ввести в уравнения функцию распределения скоростей, полученную из наблюдений.

3) Предположить, что стационарное состояние в отношении обоих видов сил уже достигнуто и решать уравнение (13), в котором правая часть заменена функцией (14).

Наблюдения показывают (см. § 147), что дисперсии остаточных скоростей звезд в направлениях  $\Pi$ ,  $\vartheta$  и  $Z$  не равны между собой. Это послужило Шварцшильду основанием (по аналогии с максвелловским распределением скоростей, которое является сферическим) предположить, что остаточные скорости звезд распределены по показательному эллипсоидальному закону. Чандрасекар, а позднее и другие исследователи рассматривали более общую форму предполагаемого эллипсоидального закона остаточных скоростей звезд, которую здесь рассмотрим и мы.

Центроиды совершают круговое движение вокруг оси симметрии Галактики. Поэтому в цилиндрической системе координат, ось которой совпадает с осью вращения Галактики, а главная плоскость с плоскостью симметрии Галактики, предполагаемая функция распределения имеет вид

$$\psi(R, \vartheta, z, \Pi, \vartheta, Z) = \psi(Q + g), \quad (40)$$

где

$$Q = h^2 \Pi^2 + k^2 (\vartheta - \vartheta_0)^2 + l^2 Z^2 + m \Pi (\vartheta - \vartheta_0) + n \Pi Z + p (\vartheta - \vartheta_0) z, \quad (41)$$

а величины  $g, h, k, l, m, n, p$  и  $\vartheta_0$  зависят только от  $R, z$  и времени; в случае же стационарной в отношении регулярных сил системы они зависят только от  $R$  и  $z$ .  $\vartheta_0$  есть линейная скорость центроида.

Ограничимся рассмотрением стационарной системы и подставим (40) в (31). Ввиду того что (31) линейно-однородно по отношению к частным производным функции  $\psi$ , оно после подстановки в него (40) и простых сокращений превратится в точно такое же уравнение, но по отношению к функции  $Q + g$ . К этому выводу можно прийти и на основании того соображения, что, поскольку  $\psi$  должно быть комбинацией интегралов движения и зависит только от  $Q + g$ , то  $Q + g$  само должно быть некоторой комбинацией интегралов движения и, следовательно, удовлетворять уравнению (31). Можно было бы, используя (41), подставить  $Q + g$  в левую часть (31), выполнить дифференцирование, приравнять в полученном выражении коэффициенты при одинаковых комбинациях степеней  $\Pi, \vartheta$  и  $Z$  и рассматривать получающуюся систему из 21 уравнения, из которых 12 независимых. Таким способом решил задачу в 1927 г. Оорт. Более простой путь состоит в попытке представить  $Q + g$  в виде комбинации найденных нами для системы с осевой симметрией интегралов движения

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \Pi^2 + \vartheta^2 + Z^2 - 2\Phi, \\ I_2 &= R\vartheta. \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Так как  $Q + g$  есть многочлен второй степени,  $I_1$  — многочлен второй степени, а  $I_2$  — первой степени относительно  $\Pi, \vartheta$  и  $Z$ , то естественно зависимость искать в виде

$$Q + g = c_1 I_1 + c_2 I_2^2 + 2c_3 I_2, \quad (43)$$

где  $c_1, c_2$  и  $c_3$  — некоторые постоянные коэффициенты. Подставляя (41) и (42) в (43) и приравнявая в левой и правой частях уравнения коэффициенты

при одинаковых комбинациях степеней  $\Pi$ ,  $\vartheta$  и  $Z$ , находим:

$$\left. \begin{aligned} m &= 0, \\ n &= 0, \\ p &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

$$h^2 = l^2 = c_1, \quad (45)$$

$$k^2 = c_1 + c_2 R, \quad (46)$$

$$\vartheta_0 = \frac{c_3 R}{c_1 + c_2 R^2}, \quad (47)$$

$$g = -2c_1 \Phi - c_3^2 R^2. \quad (48)$$

Равенства (44) показывают, что (41) имеет вид

$$Q = h^2 \Pi^2 + k^2 (\vartheta - \vartheta_0)^2 + l^2 Z^2, \quad (49)$$

т. е. что оси эллипсоида скоростей совпадают с направлениями компонентов скорости в цилиндрической системе координат.

Из выражения (47), написанного в виде

$$\omega = \frac{c_3}{c_1 + c_2 R^2}, \quad (50)$$

следует, что при малых  $R$ , именно при  $R^2 \ll \left| \frac{c_1}{c_2} \right|$ , мы имеем практически твердотельное вращение, в области же больших  $R$  ( $R^2 \gg \left| \frac{c_1}{c_2} \right|$ ) угловая скорость убывает пропорционально квадрату расстояния.

Так как коэффициенты Оорта (см. формулы (66) гл. XIX) имеют вид

$$A = -\frac{1}{2} R \frac{d\omega}{dR}, \quad B = A - \omega, \quad (51)$$

то, используя (50), находим:

$$\frac{-B}{A-B} = \frac{C_1}{C_1 + C_2 R^2},$$

а обращаясь к (45) и (46):

$$\frac{h^2}{k^2} = \frac{-B}{A-B} \quad (52)$$

— формулу, впервые полученную Линдбладом. Коэффициенты  $h$ ,  $l$  и  $k$  обратны пропорциональны полуосям эллипсоида скоростей, поэтому, обозначая последние соответственно  $\sigma_R$ ,  $\sigma_\theta$  и  $\sigma_z$ , имеем:

$$\sigma_R = \sigma_z, \quad (53)$$

$$\frac{\sigma_\theta}{\sigma_R} = \sqrt{\frac{-B}{A-B}}. \quad (54)$$

Итак, если в стационарной системе с осевой симметрией распределение скоростей подчинено эллипсоидальному закону, то направления главных осей эллипсоида совпадают с направлениями компонентов скорости в цилиндрической системе координат, полуоси, направленные по  $R$  и  $Z$ , равны, а отношение полуоси, направленной по  $\vartheta$  к двум другим полуосям, определяется соотношением (54). Равенство (48), написанное в виде

$$g = -\frac{1}{\sigma_R^2} \Phi - k^2 \vartheta_0^2, \quad (55)$$

характеризует зависимость между звездной плотностью, потенциалом и полуосью эллипсоида скоростей.

Если принять для окрестностей Солнца рекомендованные П. П. Паренго значения величин  $A = +0,0195$  км/сек/пс,  $B = 0,013$  км/сек/пс, то для отношения  $\frac{\sigma_\theta}{\sigma_R}$  получаем 0,63, что хорошо согласуется с результатами непосредственной обработки материала о скоростях звезд.

Весьма серьезным противоречием между изложенной теорией и наблюдениями является то, что наблюдения дают

$$\frac{\sigma_z}{\sigma_R} \approx 0,50,$$

т. е. полуось  $\sigma_z$  — не одна из двух равных больших полуосей, а самая малая из трех. На это обстоятельство уже было указано в § 154. Там же было показано, что если рассматривать  $\psi$  как функцию только двух интегралов движения,  $I_1$  и  $I_2$ , то функция распределения скоростей симметрична по отношению к  $\Pi$  и  $Z$ . В случае эллипсоидального закона скоростей, как мы показали здесь,  $\psi$  представляется комбинацией  $I_1$  и  $I_2$ , поэтому естественно, что теория дала равенство  $\sigma_R$  и  $\sigma_z$ . Из отмеченного существенного несогласия этого результата с данными наблюдений следует, что функция распределения остаточных скоростей звезд в Галактике зависит от трех независимых интегралов движения,  $I_1$ ,  $I_2$  и  $I_3$  (последний является квазиинтегралом) и, следовательно, закон распределения остаточных скоростей в Галактике не может являться эллипсоидальным законом.

Как будет показано в § 159, характер распределения компонентов проекций остаточных скоростей на плоскость  $z = 0$  в области круговых орбит определяется законом дифференциального вращения звездной системы. При этом распределение получается в принципе не эллиптическим, хотя практически оно близко к эллиптическому.

Заметим, что вытекающее из (45) постоянство в стационарной звездной системе  $\sigma_R$  в случае эллипсоидального закона распределения скоростей можно с некоторым основанием считать указанием на то, что в реальном распределении дисперсия  $\Pi$ , т. е.  $\bar{\Pi}^2$ , мало изменяется с  $R$ . В таком случае полученное нами ранее равенство (35) может быть приближенно написано в виде

$$\sigma_c^2 - \sigma_0^2 = \bar{\sigma}^{\prime 2} - \bar{\Pi}^2 \left( 1 + R \frac{\partial \ln D}{\partial R} \right). \quad (56)$$

Выведем еще одну формулу, связывающую кинематические коэффициенты и плотность. Для этого напомним уравнение Пуассона (17) в цилиндрических координатах, учитывая при этом, что  $\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0$ :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -4\pi G D. \quad (57)$$

Так как

$$\frac{\partial \Phi}{\partial R} = -\omega^2 R,$$

то

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} &= -2\omega \left( R \frac{\partial \omega}{\partial R} - \omega \right) = \\ &= -2(A - B)(-2A + A - B) = 2(A^2 - B^2), \end{aligned}$$

и потому

$$4\pi G D = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - 2(A^2 - B^2). \quad (58)$$

Обозначим  $C^2 = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}$ . Величина  $C$  может рассматриваться как некоторый кинематический параметр наряду с параметрами  $A$  и  $B$ . Определением значений  $C$  и  $D$  в районе Солнца занимались Оорт, П. П. Паренago, Г. Г. Кузмин, В. С. Сафронов. Вероятными значениями этих величин можно считать

$$C = 0,068 \text{ км/сек/пс},$$

$$D = 5,2 \cdot 10^{-24} \text{ г/см}^3.$$

Очевидно, что получаемая по формуле (58) плотность есть суммарная плотность звездной диффузной и других возможных видов материи.

§ 159. Изменение остаточной скорости звезды. Круговые и почти круговые орбиты. Напишем получаемые из (30) уравнения движения звезды в цилиндрических координатах для системы, обладающей круговой осевой симметрией и плоскостью симметрии  $z = 0$ . На основании (30)

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 R}{dt^2} &= R \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 + \frac{\partial \Phi}{\partial R}, \\ \frac{d}{dt} \left( R^2 \frac{d\theta}{dt} \right) &= 0, \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

В плоскости симметрии  $\frac{\partial \Phi}{\partial z}$  равна нулю, поэтому легко проверить, что условия

$$\left. \begin{aligned} R &= \text{const}, \\ \frac{d\theta_c}{dt} &= \sqrt{-\frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R}} = \text{const}, \\ z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

удовлетворяют уравнениям (59) и, следовательно, в звездной системе могут быть круговые орбиты, определяемые этими равенствами.

Рассмотрим теперь скорость некоторой звезды по отношению к точке, имеющей в данный момент одинаковые координаты со звездой, движущейся по круговой орбите (60). Обозначим через  $\xi$  проекцию этой скорости на плоскость  $z = 0$ , являющуюся плоскостью симметрии системы, через  $\alpha$  — угол проекции с направлением круговой скорости и через  $\eta$  — проекцию рассматриваемой скорости на ось  $z$ . Тогда справедливо:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= \xi \sin \alpha, \\ R(\dot{\theta} - \dot{\theta}_c) &= \xi \cos \alpha, \\ \frac{dz}{dt} &= \eta. \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

Если теперь написать первые два уравнения (59) в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 R}{dt^2} &= R\dot{\theta}^2 - R\dot{\theta}_c^2 = R(\dot{\theta} - \dot{\theta}_c)(\dot{\theta} - \dot{\theta}_c + 2\dot{\theta}_c), \\ \frac{d}{dt} [R^2(\dot{\theta} - \dot{\theta}_c + \omega)] &= \frac{d}{dt} [R^2(\dot{\theta} - \dot{\theta}_c)] + \frac{d}{dR} (R^2\omega) \frac{dR}{dt} = 0, \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

то, используя (61), получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} (\xi \sin \alpha) &= \frac{\xi^2}{R} \cos^2 \alpha + 2\omega \xi \cos \alpha, \\ \frac{d}{dt} (R\xi \sin \alpha) &= 2BR\xi \sin \alpha, \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

где  $\omega$  — угловая скорость для круговой орбиты, а

$$B = -\frac{1}{2R} \cdot \frac{d}{dR} (R^2 \omega).$$

Если временно ограничиться рассмотрением звезд, у которых в начальный момент  $\eta = 0$ , т. е. движущихся в плоскости симметрии системы, то уравнения (63) будут справедливы в течение всего времени движения звезды.

При этом необходимо подчеркнуть, что мы рассматривали скорость звезды не по отношению к одному и тому же телу, движущемуся по круговой орбите. Скорость всегда определялась по отношению к телу, движущемуся по круговой орбите через точку, в которой звезда находится в данный момент.

Поэтому в уравнениях (62) и (63) величины  $\dot{\theta}_c$  и  $B$  переменные.

Раскрывая производные произведений и решая систему (63) относительно  $\dot{\xi}$  и  $\dot{\alpha}$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\xi} &= A\xi \sin 2\alpha, \\ \dot{\alpha} &= \frac{\xi}{R} \cos \alpha + 2A \cos^2 \alpha - 2B, \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

где

$$A = \omega + B.$$

Если скорость звезды по отношению к точке, движущейся по круговой орбите, в начальный момент мала, то во всяком случае в течение некоторого времени звезда будет двигаться по орбите, близкой к круговой, и потому коэффициенты  $A$  и  $B$  будут изменяться очень медленно. Пренебрегая этим изменением, т. е. считая  $A$  и  $B$  постоянными, легко получить интеграл системы (64):

$$\xi^2 - \xi_1^2 + 4AR\xi \cos \alpha + 8ABR^2 \ln \left( 1 - \frac{\xi \cos \alpha}{2BR} \right) = 0, \quad (65)$$

в котором  $\xi_1$  есть значение  $\xi$  при  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ .

Как отмечалось в § 157, в случае малых остаточных скоростей звезд их центроид движется (по круговой орбите) со скоростью, очень мало отличающейся от круговой. Поэтому если  $\xi$  и  $\eta$  малы, то их можно рассматривать как проекции остаточной скорости звезд. В этом случае коэффициенты  $A$  и  $B$ , как показывает сравнение с формулами (66) гл. XIX, являются коэффициентами Оорта.

Если положить  $\frac{\xi}{2BR} \ll 1$  (для района Солнца эта величина приблизительно равна  $\frac{1}{11}$ ), то, пренебрегая в (65) членами третьего и более высокого порядков малости, найдем:

$$\xi^2 = \frac{B}{B - A \cos^2 \alpha} \xi_1^2. \quad (66)$$

То же мы, конечно, получили бы, если бы интегрировали уравнения

$$\left. \begin{aligned} \dot{\xi} &= A\xi \sin 2\alpha, \\ \dot{\alpha} &= 2A \cos^2 \alpha - 2B, \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

в которые обращаются (64), когда  $\frac{\xi}{2BR}$  мало. Формула (66) показывает, что при условии

$$\frac{A}{B} - 1 < 0 \quad (68)$$

конец проекции вектора остаточной скорости на плоскость симметрии Галактики описывает эллипс с осями  $\xi_1$  и  $\xi_1 \sqrt{\frac{B}{B-A}}$ . Так как  $A - B = \omega > 0$ , то условие (68) равносильно следующему:

$$B = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{R}{\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2}}} \left[ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{3}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right] < 0,$$

т. е.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{3}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} < 0. \quad (69)$$

Условие (69) известно в механике как условие устойчивости круговых орбит. Как легко видеть из (66), если (68) не выполняется, то остаточная скорость звезды неограниченно возрастает.

Обратимся теперь к изучению функции распределения остаточных скоростей, ограничиваясь по-прежнему малыми скоростями.

Каждая звезда в различные моменты времени имеет различные остаточные скорости, и множество этих различных скоростей одной и той же звезды задается некоторой функцией распределения. При этом распределение остаточных скоростей звезды можно задать двумя параметрами:  $\xi_0$  — величиной проекции остаточной скорости на плоскость симметрии в момент, когда  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ , и  $Z_0$  — величиной проекции остаточной скорости на ось симметрии в момент, когда звезда пересекает плоскость симметрии.

Очевидно, что у различных звезд момент, когда  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ , различен, и различен момент пересечения плоскости симметрии. Но у стационарной в регулярном поле системы число звезд, имеющих в данный момент  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ , не зависит от времени, и число звезд, пересекающих в данный момент плоскость симметрии, также не зависит от времени. Более того, число звезд с заданными  $\xi_0$  и  $Z_0$ , имеющих в данный момент  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  или пересекающих в данный момент плоскость симметрии, также не зависит от времени.

Поэтому наблюдаемое распределение остаточных скоростей должно быть таким, каким мы получили бы его, если бы задали произвольный закон про-  
рождения всех

$$f(\xi_0^2, Z_0^2) d\xi_0 dZ_0$$

звезд через состояния, соответствующие  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  и  $z = 0$ , но затем рассматривали все множество остаточных скоростей, получаемых для всех моментов времени. Удобно, например, считать, что в некоторый момент все

$$f(\xi_0^2, Z_0^2) d\xi_0 dZ_0 \quad (70)$$

звезд имеют  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  и  $z = 0$ , а затем определять функцию распределения их скоростей для всех моментов времени.

Рассмотрим функцию распределения остаточных скоростей для всех моментов времени у звезд с заданными  $\xi_0$ . Для четырехмерного фазового пространства (нас сейчас интересует распределение проекций остаточных скоростей звезды на плоскость симметрии системы) можно написать равенство, основанное на том, что число точек в данном элементарном объеме фазового пространства пропорционально времени, в течение которого точка звезды пере-



секает элементарный объем в пространстве скоростей, и времени, в течение которого она пересекает элементарный объем обычного пространства

$$\psi(\xi^2, \alpha) dq_1 dq_2 \xi d\alpha d\xi = c(\xi_0^2) (dt)_1 (dt)_2, \quad (71)$$

где  $q_1$  и  $q_2$  — некоторые ортогональные координаты положения звезды в системе координат, лежащей в плоскости звездной системы, вращающейся с угловой скоростью  $\dot{\theta}_c$  и имеющей начало в центре системы,  $(dt)_1$  — время, в течение которого звезда пересекает элементарный объем  $dq_1 dq_2$  в геометрическом пространстве,  $(dt)_2$  — время, в течение которого звезда пересекает элементарный объем  $\xi d\alpha d\xi$  в пространстве скоростей, величина  $c(\xi_0^2)$  пропорциональна числу звезд, для которых  $\xi$  равно  $\xi_0$  при  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ .

Мы имеем право считать величины  $dq_1$ ,  $dq_2$ ,  $\xi d\alpha$ ,  $d\xi$  постоянными. Заметим также, что, поскольку мы рассматриваем бесконечно малые остаточные скорости, перемещения звезды также бесконечно малы и потому фазовая плотность  $\psi$  не зависит от координат.

Направим координатную линию координаты  $q_1$  по касательной к траектории звезды. Тогда

$$(dt)_1 = \frac{dq_1}{\xi}. \quad (72)$$

Если элемент дуги, проходимый звездой в пространстве скоростей внутри объема  $\xi d\alpha d\xi$ , обозначить  $d\sigma$ , то

$$(dt)_2 = \frac{d\sigma}{\sqrt{\xi^2 \dot{\alpha}^2 + \xi^2}} = \frac{1}{\xi \dot{\alpha}} \xi d\alpha. \quad (73)$$

Мы имеем право написать равенство (73) в таком виде, так как согласно (64) и условию устойчивости (68)  $\dot{\alpha} > 0$ .

Подставляя (72) и (73) в (71) и учитывая постоянство  $dq_2$  и  $d\xi$ , находим:

$$\psi(\xi^2, \alpha) = c_1(\xi_0^2) \frac{1}{\xi^2 \dot{\alpha}}, \quad (74)$$

где  $c_1(\xi_0)$  пропорционально числу звезд, имеющих  $\xi$ , равное  $\xi_0$ , при  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ .

Умножая теперь второе из равенств (64) на  $\xi^2$ , получаем:

$$\xi^2 \dot{\alpha} = 2(A \cos^2 \alpha - B) \xi^2 = -2B\xi_0^2. \quad (75)$$

Поэтому (74) может быть написано в виде

$$\psi(\xi^2, \alpha) = c_1(\xi_0^2) \cdot \frac{1}{-2B\xi_0^2} = c_1 \left( \frac{A \cos^2 \alpha - B}{-B} \xi^2 \right) \frac{1}{2(A \cos^2 \alpha - B) \xi^2}. \quad (76)$$

Из него следует, что

$$\psi\left(\xi_0^2, \frac{\pi}{2}\right) = \psi\left[\left(\frac{A}{-B} \cos^2 \alpha + 1\right) \xi^2, \alpha\right]. \quad (77)$$

Напомним, что  $\psi$  представляет собой функцию распределения проекций остаточных скоростей на плоскость симметрии во все моменты времени, порождаемых всеми звездами, у которых  $\xi = \xi_0$  при  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ . Так как распределение звезд по  $\xi_0$  и  $Z_0$  задается функцией (70), то из (77) и (70) следует, что функция распределения остаточных скоростей в плоскости симметрии звездной системы имеет вид

$$f\left[\left(\frac{A}{-B} \cos^2 \alpha + 1\right) \xi^2, Z_0^2\right].$$

Переходя к компонентам скоростей в цилиндрической системе координат

$$\begin{aligned}\Pi &= \xi \sin \alpha, \\ \vartheta - \vartheta_0 &= \xi \cos \alpha,\end{aligned}$$

получаем окончательно

$$f \left[ \Pi^2 + \frac{A-B}{A+B} (\vartheta - \vartheta_0)^2, Z_0^2 \right]. \quad (78)$$

Таким образом, функция распределения бесконечно малых остаточных скоростей в плоскости симметрии стационарной звездной системы, имеющей ось и плоскость симметрии, такова, что компоненты  $\Pi$  и  $\vartheta - \vartheta_0$  входят не независимо, а в комбинации  $\Pi^2 + \frac{A-B}{A+B} (\vartheta - \vartheta_0)^2$ . Иначе говоря, распределение этих компонентов подчиняется эллиптическому закону.

Заметим, что из того факта, что конец вектора проекции остаточной скорости на плоскость симметрии описывает согласно (66) эллипс, еще не следует эллиптическое распределение скоростей. Для этого необходимо также, чтобы скорость конца вектора определялась законом площадей (75), позволившим совершить переход от (74) к (76).

Функция (78), очевидно, приближенно описывает и распределение конечных остаточных скоростей, притом тем точнее, чем меньше рассматриваемые остаточные скорости.

О степени приближения отчасти можно судить по величине  $\left| \frac{\xi}{2BR} \right|$ , пренебрегая которой в сравнении с единицей мы перешли от (65) к (66). Для звезд плоской составляющей Галактики эта величина имеет порядок  $\frac{1}{15}$ , а для звезд сферической составляющей она порядка  $\frac{1}{5}$ .

Наблюдения как раз дают отношение  $1 : \sqrt{\frac{-B}{A-B}}$  для полуосей эллипса, соответственно направленных на центр Галактики и вдоль скорости центроида (см. § 150).

Важно отметить, что полученное свойство распределения остаточных скоростей является результатом действия регулярного поля звездной системы и не является следствием звездных сближений. Более того, при его выводе мы молчаливо предполагали, что остаточная скорость звезды изменяется только в регулярном поле, и пренебрегли эффектом звездных сближений.

Вопрос о конкретной форме (78) зависит, очевидно, от формы (70), которую определить нельзя. Нельзя также, рассматривая регулярное поле в общем виде, связать компонент скорости  $Z_0$  с компонентами  $\Pi$  и  $\vartheta - \vartheta_0$ , аналогично тому, как удалось связать между собой эти последние. Очевидно, однако, что эллипсоидального закона нет, так как иначе мы имели бы из наблюдений для осей эллипсоида не только соотношение (54), но и (53).

Определим время, в течение которого проекция остаточной скорости на плоскость  $z = 0$  совершит полный оборот. Интегрируя второе из уравнений (67), находим:

$$t + c = \frac{1}{2 \sqrt{-B(A-B)}} \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{-B}{A-B}} \operatorname{tg} \alpha \right).$$

При изменении  $\alpha$  от 0 до  $\frac{\pi}{2}$  правая часть равенства возрастет на  $\frac{\pi}{4 \sqrt{-B(A-B)}}$ ; следовательно, полный период будет:

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{-B(A-B)}}.$$

В общем случае период полного поворота вектора остаточной скорости несоизмерим с периодом вращения Галактики. Отношение этих периодов составляет величину

$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{A-B}{-B}},$$

что для Галактики приблизительно равно 0,8.

Обращаясь к движению по направлению, параллельному оси  $z$ , заметим, что для малых  $z$  приблизительно выполняется равенство

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right)_{z=0} \cdot z = -C^2 z.$$

Поэтому третье уравнение (59) имеет решение

$$z = a \sin C(t - t_1), \quad (79)$$

где  $t$  — момент пересечения звездой плоскости  $z = 0$ , а  $a$  — наибольшее удаление звезды от этой плоскости. Дифференцируя (79) по  $t$ , получаем закон изменения  $\eta$ :

$$\eta = Ca \cos C(t - t_1).$$

Период изменения  $\eta$  равен  $\frac{2\pi}{C}$ .

Как мы отмечали,  $C$  приблизительно равно  $0,068 \text{ км/сек/пс} = 2,2 \times 10^{-15} \text{ сек}^{-1}$ , из чего следует, что период изменения  $\eta$ , т. е. период колебания звезды около плоскости симметрии, приблизительно составляет  $9 \cdot 10^7$  лет.

§ 160. Теорема о вириале и следствия из нее. Рассмотрим систему, стационарную в отношении регулярных сил. Изменение параметров такой системы происходит только вследствие действия иррегулярных сил, следовательно, происходит медленно. В таком случае для достаточно больших промежутков времени изменение параметров системы должно хорошо представляться линейной функцией. В частности, если мы напишем выражение момента инерции звездной системы относительно некоторого неподвижного начала координат,

$$I = m \sum_i (x_i^2 + y_i^2 + z_i^2), \quad (80)$$

где суммирование распространено на все звезды системы (массы звезд предполагаются одинаковыми), то можно считать

$$\frac{d^2 I}{dt^2} = 0. \quad (81)$$

Поэтому, подставляя (80) в (81), получаем:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = m \sum_i (\dot{x}_i^2 + \dot{y}_i^2 + \dot{z}_i^2) + m \sum_i (x_i \ddot{x}_i + y_i \ddot{y}_i + z_i \ddot{z}_i) = 0. \quad (82)$$

Первая сумма в этом выражении есть удвоенная кинетическая энергия звезд системы:

$$2T = m \sum_i w_i^2, \quad (83)$$

где  $w_i$  — полная скорость звезды.

Обозначим буквой  $U$  потенциальную энергию звездной системы. Она представляет собой взаимную гравитационную энергию всех звезд системы и равна

$$U = -Gm^2 \sum_{i \neq j} \sum \frac{1}{r_{ij}}, \quad (84)$$

где суммирование двойное, так как необходимо рассмотреть все парные комбинации звезд. Уравнения движения каждой звезды имеют вид

$$m\ddot{x} = -\frac{\partial U}{\partial x_i}; \quad m\ddot{y} = -\frac{\partial U}{\partial y_i}; \quad m\ddot{z} = -\frac{\partial U}{\partial z_i}.$$

Поэтому вторая сумма в (82), называемая вириалом системы, может быть преобразована следующим образом:

$$m \sum_i (x_i \ddot{x}_i + y_i \ddot{y}_i + z_i \ddot{z}_i) = - \sum_i \left( x_i \frac{\partial U}{\partial x_i} + y_i \frac{\partial U}{\partial y_i} + z_i \frac{\partial U}{\partial z_i} \right). \quad (85)$$

Но потенциальная энергия системы согласно (84) есть однородная функция координат  $x_i, y_i, z_i$  степени  $-1$ , поэтому по теореме Эйлера правая часть (84) равна просто  $U$ .

Итак, равенство (82) принимает вид

$$2T + U = 0, \quad (86)$$

т. е. в стационарной относительно регулярных сил звездной системе кинетическая энергия равна половине потенциальной энергии с обратным знаком. Это и есть теорема вириала.

Так как полная энергия звездной системы равна сумме кинетической и потенциальной энергий:

$$E = T + U,$$

то из (86) следует

$$E = -T = \frac{1}{2} U, \quad (87)$$

т. е. полная энергия стационарной относительно регулярных сил системы равна половине потенциальной энергии и равна кинетической энергии с обратным знаком.

Найдем приближенное значение потенциальной энергии в предположении, что звездная система представляет собой однородный сжатый эллипсоид вращения. Для этого заметим, что число слагаемых в сумме правой части (84) равно  $\frac{1}{2} N(N-1) \approx \frac{1}{2} N^2$ , где  $N$  — число звезд системы. Следовательно, эта сумма равна величине  $\frac{1}{2} N^2$ , помноженной на среднюю гармоническую всех попарных расстояний между точками эллипсоида,

$$\left( \frac{1}{r} \right) = \frac{1}{\delta^2} \iint \frac{1}{r} d\gamma_1 d\gamma_2, \quad (88)$$

где  $\delta$  — объем эллипсоида,  $d\gamma_1$  и  $d\gamma_2$  — элементы объема эллипсоида и интегрирование оба раза производится по всему эллипсоиду. Интеграл (88) аналитически не берется, численное же вычисление приводит к результату

$$\left( \frac{1}{r} \right) = \frac{1}{Bq}, \quad (89)$$

где  $q$  — большой радиус эллипсоида, а величина  $B$  зависит от сжатия

эллипсоида, убывает с увеличением сжатия и удовлетворяет неравенству

$$0,53 \approx \frac{5}{3\pi} = B_1 \leq B \leq B_2 = \frac{5}{6} \approx 0,83, \quad (90)$$

в котором  $B_1$  соответствует совершенно плоской (сжатие  $h=1$ ), а  $B_2$  — сферической ( $h=0$ ) системе в предположении, что эти системы однородны.

Итак,

$$U = - \frac{Gm^2 N^2}{2BQ} \quad (91)$$

и согласно (87) полная энергия системы есть

$$E = - \frac{Gm^2 N^2}{4BQ}. \quad (92)$$

Равенство (83) можно записать в виде

$$T = \frac{1}{2} Nm \bar{\omega}^2, \quad (93)$$

где  $\bar{\omega}$  — средняя квадратическая скорость звезды в системе.

Подставляя (91) и (93) в (87) и решая относительно  $\bar{\omega}$ , получаем:

$$\bar{\omega} = \sqrt{\frac{GmN}{2BQ}}. \quad (94)$$

Формула (94) позволяет подсчитать среднюю квадратическую скорость звезды в системе, если заданы другие параметры; например, для Галактики, считая  $mN = 10^{44}$  г,  $\rho = 10^4$  нс,  $B = 0,7$ , получаем  $\bar{\omega} \cong 120$  км/сек. Для шарового скопления ( $mN = 10^{39}$  г,  $\rho = 20$  нс,  $B = 0,8$ )  $\bar{\omega} \cong 7$  км/сек. Для рассеянного скопления ( $mN = 2 \cdot 10^{35}$  г,  $\rho = 2$  нс,  $B = 0,8$ )  $\bar{\omega} \cong 0,5$  км/сек.

Определим теперь энергию отрыва звезды, т. е. ту энергию, которую необходимо затратить звезде, чтобы преодолеть гравитационное притяжение системы и покинуть ее. Эта энергия, равная, очевидно, потенциальной энергии звезды в системе  $U'$ , взятой с обратным знаком, определяется выражением

$$-U'_j = Gm^2 \sum_{i \neq j} \frac{1}{r_{ij}}, \quad (95)$$

где значок  $j$  показывает, что определяется энергия отрыва  $j$ -й звезды, а суммирование простое по всем  $i$ , исключая  $i = k$ .

Сравнивая (84) и (95), мы видим, что число слагаемых в сумме (84) составляет  $\frac{1}{2}N(N-1)$ , а в (95)  $N-1$ . Поэтому если формально просуммировать потенциальную энергию отдельных звезд системы, то получится величина вдвое большая, чем потенциальная энергия системы в целом:

$$\sum_j U'_j = 2U = - \frac{Gm^2 N^2}{BQ}. \quad (96)$$

Разделив (96) на  $N$ , мы получим среднюю потенциальную энергию звезды в системе. Она же, взятая с обратным знаком,

$$\frac{Gm^2 N}{BQ}, \quad (97)$$

представляет среднюю энергию отрыва звезды. Эта величина вдвое больше потенциальной энергии системы, приходящейся в среднем на одну звезду. Такое соотношение диктуется и следующим соображением. Если бы

мы мысленно все звезды одну за другой оторвали от системы, то суммарная энергия отрыва по абсолютной величине должна была бы равняться потенциальной энергии системы. Однако вследствие того, что по мере отрыва звезд число их будет уменьшаться, энергия отрыва для каждой следующей звезды будет меньше, так как она пропорциональна числу оставшихся звезд без единицы. Из этого и следует, что энергия первой отрывающейся звезды, равная выражению (97), вдвое больше потенциальной энергии системы, приходящейся в среднем на одну звезду. Из (96) следует также, что, составив формально сумму энергий всех отдельных звезд, мы получим

$$\sum_i E_i = \sum_i (U_i' + T_i') = 2U + T, \quad (98)$$

так как кинетическая энергия системы равна сумме кинетических энергий отдельных звезд.

Представим себе теперь звезду, кинетическая энергия которой равна средней энергии отрыва (имеется в виду средняя энергия отрыва для первой отрывающейся звезды). Если скорость этой звезды, являющуюся критической скоростью, обозначить  $w_k$ , то

$$\frac{1}{2} m w_k^2 = \frac{G m^2 N}{B q}.$$

Поэтому

$$w_k = \sqrt{\frac{2GmN}{Bq}}. \quad (99)$$

Сравнивая формулы (99) и (94), находим:

$$w_k = 2\bar{w}, \quad (100)$$

т. е. средняя критическая скорость звезды равна удвоенной средней квадратической скорости.

**§ 161. Иррегулярные силы. Изменение абсолютных скоростей звезд в результате двойного сближения.** Перейдем к изучению иррегулярных сил. Определим изменение скорости некоторой звезды в результате ее прохождения возле другой звезды.

Сначала рассмотрим относительные скорости. Обозначим  $w$  вектор скорости звезды  $S$  относительно звезды  $S_1$  до сближения и совместим начало координат со звездой  $S_1$  (рис. 180). Пусть массы звезд соответственно  $m$  и  $m_1$ . Как известно, траектория звезды  $S$  будет гиперболой, уравнение которой в полярных координатах имеет вид

$$r = \frac{\sigma}{1 - e \cos \varepsilon}, \quad (101)$$

если координатная ось направлена по оси гиперболы. Здесь  $e$  — эксцентриситет,  $\sigma$  — параметр гиперболы. Пусть  $\psi$  — угол между осью гиперболы и ее асимптотой. Тогда, как это следует из рисунка, направление вектора скорости звезды  $S$

в результате сближения изменится на угол  $\pi - 2\psi$ . Согласно закону сохранения энергии, модуль относительной скорости в результате сближения не изменится, а вектор изменения относительной скорости будет равен

$$2w \cos \psi. \quad (102)$$

Определим  $\cos \psi$ . Из (101) следует, что  $\varepsilon \rightarrow \psi$  при  $r \rightarrow \infty$ . Поэтому

$$\cos \psi = \frac{1}{e}. \quad (103)$$

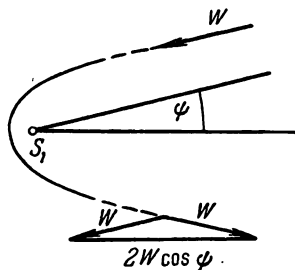


Рис. 180.

Из аналитической геометрии известно, что

$$\frac{\sigma^2}{p^2} = e^2 - 1, \quad (104)$$

где  $p$  — прицельное расстояние. С другой стороны, согласно закону площадей в задаче двух тел

$$\sqrt{G(m+m_1)} = \omega p, \quad (105)$$

так как в правой части (105) фигурирует удвоенная секториальная скорость, вычисленная для бесконечности.

Исключая из (103), (104) и (105)  $e$  и  $\sigma$ , находим:

$$\cos \psi = \left[ 1 + \frac{p^2 \omega^4}{G^2 (m+m_1)^2} \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (106)$$

Таким образом, изменение относительной скорости получить легко. Умножая его на  $\frac{2m}{m+m_1}$ , мы получим изменение скорости относительно центра инерции двух сближающихся звезд.

Но очевидно, что основной интерес представляет изменение абсолютных скоростей, т. е. скоростей звезд относительно некоторой неподвижной системы отсчета.

Если  $v$  и  $v_1$  — скорости звезд  $S$  и  $S_1$  до сближения в неподвижной системе отсчета, то справедливы равенства:

$$w = v - v_1, \quad (107)$$

$$v_g = \frac{1}{m+m_1} (mv + m_1 v_1), \quad (108)$$

где  $v_g$  — скорость центра инерции двух звезд, остающаяся во все время сближения неизменной.

Из (107) и (108) легко получить

$$v = v_g + \frac{m_1}{m+m_1} w,$$

откуда

$$v^2 = v_g^2 + \frac{2m_1}{m+m_1} v_g w \cos \chi + \frac{m_1^2}{(m+m_1)^2} w^2, \quad (109)$$

где  $\chi$  — угол между  $v_g$  и  $w$ . В конце сближения аналогично будем иметь

$$v'^2 = v_g^2 + \frac{2m_1}{m+m_1} v_g w \cos \chi' + \frac{m_1^2}{(m+m_1)^2} w^2, \quad (110)$$

где  $\chi'$  — угол между  $v_g$  и относительной скоростью  $w'$  в конце сближения.

Вычитая (109) из (110), получим изменение квадрата абсолютной скорости:

$$\Delta v^2 = \frac{2m_1}{m+m_1} v_g w (\cos \chi' - \cos \chi). \quad (111)$$

Назовем плоскость, проведенную через  $v$  и  $v_1$ , фундаментальной плоскостью. В этой плоскости лежат также векторы  $v_g$  и  $w$ . Плоскость орбиты в общем случае не совпадает с фундаментальной плоскостью. Обозначим угол между ними через  $\theta$ . В плоскости орбиты лежат векторы  $w$  и  $w'$  и, следовательно, угол  $\psi$ .

Пусть  $i$  — угол между  $v_g$  и орбитальной плоскостью, а  $\varphi$  и  $\varphi'$  — углы, образуемые  $w$  и  $w'$  с проекцией  $v_g$  на орбитальную плоскость. Тогда согласно рис. 181 имеем:

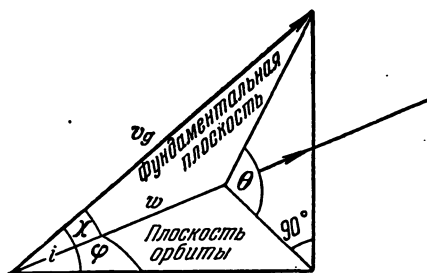


Рис. 181.

$$\left. \begin{aligned} \cos \chi &= \cos \varphi \cos i; \\ \cos \chi' &= \cos \varphi' \cos i; \\ \sin \chi \cos \theta &= \sin \varphi \cos i. \end{aligned} \right\} \quad (112)$$

Поэтому (111) можно написать в виде:

$$\Delta v^2 = \frac{2m_1}{m+m_1} v_g w (\cos \varphi' - \cos \varphi) \cos i. \quad (113)$$

Но углы  $\varphi$  и  $\varphi'$  лежат в орбитальной плоскости и с углом  $\psi$  их связывает соотношение

$$\varphi' - \varphi = \pi - 2\psi. \quad (114)$$

Применяя в (113) формулу для разности косинусов и используя (114), получаем:

$$\Delta v^2 = -\frac{4m_1}{m+m_1} v_g w \cos(\varphi - \psi) \cos \psi \cos i. \quad (115)$$

Разлагая косинус разности и применяя формулы (106) и (112), находим:

$$\Delta v^2 = -\frac{4m_1}{m+m_1} \frac{v_g w}{1 + \frac{p^2 w^4}{G^2 (m+m_1)^2}} \left[ \cos \chi + \sin \chi \cos \theta \frac{p w^2}{G(m+m_1)} \right]. \quad (116)$$

Теперь с помощью свойств скалярного и векторного произведений находим:

$$\begin{aligned} w v_g \cos \chi &= \frac{1}{m+m_1} (v - v_1 m v + m_1 \dot{v}_1) = \\ &= \frac{1}{m+m_1} [m v^2 - m_1 v_1^2 + (m_1 - m) v v_1 \cos \alpha], \end{aligned} \quad (117)$$

$$w v_g \sin \chi = \frac{1}{m+m_1} [v - v_1 \times m v + m_1 v_1] = v v_1 \sin \alpha. \quad (118)$$

Используя в (116) соотношения (117) и (118), окончательно получаем изменение квадрата абсолютной скорости звезды в результате сближения:

$$\begin{aligned} \Delta v^2 &= -\frac{4m_1}{(m+m_1)^2} \frac{1}{1 + \frac{p^2 w^4}{G^2 (m+m_1)^2}} \times \\ &\times \left[ m v^2 - m_1 v_1^2 + (m - m_1) v v_1 \cos \alpha + \frac{p w^2}{G} v v_1 \sin \alpha \cos \theta \right]. \end{aligned} \quad (119)$$

Формула (119) была получена Чандрасекаром.

§ 162. Вероятность двойного сближения с заданным изменением абсолютной скорости. Пусть  $\beta = \frac{v^2}{\bar{v}^2}$ , где  $\bar{v}$  — средняя квадратическая скорость.

Найдем вероятность  $F(\beta, h) dh dt$  того, что звезда с заданным  $\beta$  за время  $dt$  испытывает такое сближение со звездой поля, что относительное изменение квадрата ее скорости  $h = \frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{\Delta v^2}{v^2}$  будет заключено между  $h$  и  $h + dh$ . Ограничимся только двойными сближениями, пренебрегая кратными. Задачу можно исследовать для общего случая, когда в звездной системе функция распределения масс звезд произвольна (но одна и та же во всех точках системы).



Здесь для простоты мы рассмотрим два важных частных случая:

А. Массы звезд поля одинаковы и равны массе рассматриваемой звезды.

Б. Массы звезд поля одинаковы, масса рассматриваемой звезды исчезающе мала.

Сначала обратимся к случаю А. Для него формула (119) может быть преобразована к виду

$$\cos \theta = -\frac{\mu}{pkw^2 \sin \alpha} \left[ \left( 1 + \frac{p^2 w^4}{4\mu^2} \right) h + 1 - k^2 \right], \quad (120)$$

где

$$k = \frac{v_1}{v}, \quad \mu = Gm. \quad (121)$$

Для фигурирующих в (120) величин справедливы условия

$$-1 \leq h \leq k^2, \quad (122)$$

$$k \geq 0, \quad (123)$$

$$p \geq 0, \quad (124)$$

$$-1 \leq \cos \alpha \leq +1, \quad (125)$$

$$1 - \cos^2 \theta \geq 0. \quad (126)$$

Условие (122) показывает, что квадрат скорости звезды не может уменьшиться на величину большую, чем сам квадрат скорости, и не может увеличиться больше, чем на квадрат скорости звезды, с которой произошло сближение (последнее вытекает из закона сохранения энергии).

Предположим, что все величины, кроме  $\cos \theta$  и  $h$ , фиксированы.

Тогда

$$d \cos \theta = -\frac{\mu}{pw^2 k \sin \alpha} \left( 1 + \frac{p^2 w^4}{4\mu^2} \right) dh. \quad (127)$$

Если звездное поле характеризуется звездной плотностью  $D$ , а распределение скоростей в нем определяет  $f(k) dk$ , то число сближений, определяемых заданными параметрами, между рассматриваемой звездой и звездами поля за время  $dt$  равно

$$2\pi p dp \cdot Dw dt \cdot f(k) dk \cdot \frac{1}{2} \sin \alpha da \cdot \frac{d \cos \theta}{\pi \sqrt{1 - \cos^2 \theta}}. \quad (128)$$

Рассмотрим четырехмерное пространство  $(k, \cos \alpha, p, \cos \theta)$  и его подпространство  $(k, \cos \alpha, p)$ . Фиксируем значения  $h$  и  $h + dh$ . Если в неравенство (126) вместо  $\cos \theta$  подставить его выражение (120), то совокупность неравенств (122) — (126) определит область в подпространстве  $(k, \cos \alpha, p)$ , которая может создавать данное  $h$ . Каждой точке этой области подпространства соответствует в пространстве  $(k, \cos \alpha, p, \cos \theta)$  точка, порождающая данное  $h$ , и точка, порождающая данное  $h + dh$ . При этом значения координаты  $\cos \theta$  в этом пространстве определяются равенствами (120) и (127). Таким образом, определяется область точек в пространстве  $(k, \cos \alpha, p, \cos \theta)$ , дающих  $h$ , заключенное между  $h$  и  $h + dh$ . Плотность вероятности в этой области определяется выражением (128).

Из сказанного следует, что для нахождения вероятности сближения со значениями  $h$ , заключенными между  $h$  и  $h + dh$ , необходимо в (128) заменить  $\cos \theta$  и  $d \cos \theta$  их выражениями (120) и (127), а затем проинтегрировать по всей области подпространства  $(k, \cos \alpha, p)$ , определяемой условиями (122) — (126), причем в условии (126)  $\cos \theta$  также должен быть заменен его выражением (120).

Область интегрирования по  $p$  определяется условиями (124) и (126). Подставляя в (126) выражение (120) и обозначая

$$a = \frac{w^2 h}{4k\mu \sin \alpha}, \quad (129)$$

$$b = \frac{\mu}{w^2 k \sin \alpha} (h + 1 - k^2), \quad (130)$$

$$c = \frac{\mu}{w^2 k \sin \alpha}, \quad (131)$$

получаем:

$$a^2 p^4 - (1 - 2ab) p^2 + b^2 < 0. \quad (132)$$

Это неравенство имеет решение, если

$$(1 - 2ab)^2 - 4a^2 b^2 = 1 - 4ab > 0. \quad (133)$$

Но при выполнении (133) оба корня трехчлена,  $(p^2)_1$  и  $(p^2)_2$ , в (132) положительны. Если обозначить  $p_1 = \sqrt{(p^2)_1}$  и  $p_2 = \sqrt{(p^2)_2}$ , то в положительной области  $p$  неравенство (133) выполняется при

$$p_1 < p < p_2, \quad (134)$$

что определяет промежуток интегрирования.

Для интегрирования (128) по  $p$  подставим в него (120) и (127) и, используя обозначения (129)–(131), найдем:

$$Dw dt f(k) dk \sin \alpha da \int_{p_1}^{p_2} \frac{\left(c + \frac{a}{h} p^2\right) p dp}{\sqrt{-[a^2 p^4 - (1 - 2ab) p^2 + b^2]}}. \quad (135)$$

Переходя к переменной интегрирования  $p^2$ , применяя подстановку Эйлера и учитывая, что  $(p^2)_1$  и  $(p^2)_2$  являются корнями трехчлена, стоящего под радикалом, после интегрирования и использования (129)–(131) получим:

$$2\pi D\mu^2 dt \frac{dh}{|h^3|} f(k) dk \left[ 2k^2 \sin^2 \alpha - h(1 - k^2) \right] \frac{d(\cos \alpha)}{w^3}. \quad (136)$$

Теперь выполним интегрирование (136) по  $\cos \alpha$  в некотором промежутке  $[(\cos \alpha)_1, (\cos \alpha)_2]$ . Для этого используем зависимость между абсолютными и относительными скоростями сближающихся звезд:

$$w^2 = v^2 + v_1^2 - 2vv_1 \cos \alpha = v^2(1 + k^2 - 2k \cos \alpha). \quad (137)$$

Переходя в интеграле к переменной интегрирования  $k$  и выполняя интегрирование, получим:

$$\frac{\pi}{v^3} \frac{dh}{|h^3|} D dt \mu^2 f(k) dk \cdot \frac{1}{k} \left[ -\frac{v}{w} (1 - k^2) (1 + 2h - k^2) - 2 \frac{w}{v} (1 + k^2) + \frac{w^3}{3v^3} \right]_{w_1}^{w_2}. \quad (138)$$

Подставим в (133) выражения (129) и (130). Применяя разложение на множители, найдем:

$$\cos^2 \alpha < (1 + h) \left( 1 - \frac{h}{k^2} \right). \quad (139)$$

Это неравенство и неравенство (125) определяют промежуток интегрирования по  $\cos \alpha$ .

Если

$$\left. \begin{aligned} h &> 0, \\ h &\leq k^2 \leq 1+h, \end{aligned} \right\} \quad (140)$$

то

$$(1+h) \left( 1 - \frac{h}{k^2} \right) - 1 = \frac{h}{k^2} (k^2 - 1 - h) \leq 0$$

и, следовательно, промежуток интегрирования по  $\cos \alpha$  задается неравенством (139). В таком случае определяем  $\omega_1$  и  $\omega_2$ :

$$\begin{aligned} \omega_{1,2} &= \sqrt{v^2 \left\{ 1 + k^2 - 2k \left[ \mp \sqrt{(1+h) \left( 1 - \frac{h}{k^2} \right)} \right] \right\}} = \\ &= v (\sqrt{1+h} \pm \sqrt{k^2-h}). \end{aligned} \quad (141)$$

Подставляя эти значения  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в (138), после простых преобразований получаем:

$$\frac{\pi}{v^3} \frac{dh}{|h^3|} D\mu^2 f(k) dk dt \frac{1}{k} \frac{4}{3} (4k^2 - h) \sqrt{k^2 - h}. \quad (142)$$

Если же

$$\left. \begin{aligned} h &> 0, \\ k^2 &\geq 1+h, \end{aligned} \right\} \quad (143)$$

то промежуток интегрирования по  $\cos \alpha$  задается неравенством (125), а  $\omega_1$  и  $\omega_2$  равны:

$$\omega_{1,2} = \sqrt{v^2 [1 + k^2 - 2k(\mp 1)]} = v(k \pm 1). \quad (144)$$

Тогда выражение (138) после подстановки в него  $\omega_1$  и  $\omega_2$  дает

$$\frac{\pi}{v^3} \frac{dh}{|h^3|} D\mu f(k) dk dt \frac{1}{k} 4 \left( h + \frac{4}{3} \right). \quad (145)$$

Теперь мы можем, учитывая условия (140) и (143), проинтегрировать и по  $k$ , в результате чего будет получена при  $h > 0$  искомая вероятность сближения с заданным изменением скорости:

$$\begin{aligned} F(\beta, h) dh dt &= \frac{\pi}{v^3 \beta^{3/2}} \frac{dh}{h^3} D\mu^3 dt \left[ \int_{\sqrt{h}}^{\sqrt{1+h}} f(k) dk \cdot \frac{1}{k} \frac{4}{3} (4k^2 - h) \sqrt{k^2 - h} dk + \right. \\ &\quad \left. + \int_{\sqrt{1+h}}^{\infty} f(k) dk \cdot \frac{1}{k} 4 \left( h + \frac{4}{3} \right) dk \right], \end{aligned} \quad (146)$$

В предположении максвелловского распределения

$$f(k) dk = f(v_1) dv_1 = \frac{3\sqrt{6}}{\sqrt{\pi}} \frac{v_1^2}{v^3} e^{-\frac{3}{2} \frac{v_1^2}{v^2}} dv_1 = \frac{3\sqrt{6}}{\sqrt{\pi}} \beta^{\frac{3}{2}} k^2 e^{-\frac{3}{2} \beta k^2} dk, \quad (147)$$

Подставляя (147) в (146), переходя к переменной интегрирования  $k_2 = \sqrt{k^2 - h}$ , выполняя интегрирование во втором члене и применяя к

первому члену формулу интегрирования по частям, после упрощения получаем:

$$F(\beta, h) = \frac{4\sqrt{6\pi} D\mu^2}{v^3 \beta h^3} \int_0^1 (4k^2 + h) e^{-\frac{3}{2}\beta(k^2+h)} dk. \quad (148)$$

Для нахождения искомой вероятности при  $h < 0$  заметим, что в этом случае из

$$k^2 \leq 1 + h \quad (149)$$

следует

$$(1+h) \left(1 - \frac{h}{k^2}\right) - 1 \geq 0. \quad (150)$$

Это показывает, что интегрировать нужно по промежутку, задаваемому неравенством (125), а  $\omega_{1,2} = v(1 \pm k)$ . Тогда (138) после подстановки в него  $\omega_1$  и  $\omega_2$  дает:

$$\frac{\pi}{v^3} \frac{dh}{-h^3} D\mu f(k) dk dt dh \cdot 4 \left( \frac{4}{3} k^2 - h \right). \quad (151)$$

Аналогично условия

$$\left. \begin{array}{l} h < 0, \\ 1+h < k^2 \end{array} \right\} \quad (152)$$

влекут за собой значения

$$\omega_{1,2} = v(\sqrt{k^2 - h} \pm \sqrt{1+h}), \quad (153)$$

а (138) получается равным

$$\frac{\pi}{v^3} \frac{dh}{-h^3} D\mu f(k) dk \cdot \frac{1}{k} \frac{4}{3} (4+h) \sqrt{1+h}. \quad (154)$$

Тогда интегрирование по  $k$  приобретает вид

$$\frac{\pi}{v^3} \frac{dh}{-h^3} d\mu dt \left[ \int_0^{\sqrt{1+h}} 4 \left( \frac{4}{3} k^2 - h \right) f(k) dk + \int_{\sqrt{1+h}}^{\infty} \frac{4}{3} (4+h) \sqrt{1+h} \frac{1}{k} f(k) dk \right]. \quad (155)$$

Подстановка в (155) выражения (147) и выполнение преобразований, аналогичных тем, которые были выполнены для (146), приводит к выражению

$$F(\beta, h) = \frac{4\sqrt{6\pi} D\mu^2}{-h^3 \beta v^3} \int_0^{\sqrt{1+h}} (4k^2 - h) e^{-\frac{3}{2}\beta k^2} dk. \quad (156)$$

В дальнейшем вместо величины  $h = \frac{\Delta\beta}{\beta}$  удобно пользоваться величиной  $\Delta\beta$ , которую мы для краткости обозначим  $g$ , так что  $g = \Delta v^2 = \beta h$ . Тогда, ввиду того, что

$$\Phi(\beta, g) dg dt = F(\beta, h) dh dt,$$

где  $\Phi(\beta, g) dg dt$  — вероятность за время  $dt$  звездного сближения, при котором  $\beta$  изменится на величину  $g$ , формулы (148) и (156) можно написать в виде

$$\Phi(\beta, g) = \frac{\mu^2 D}{v^3} \Phi^*(\beta, g), \quad (157)$$

где

$$\Phi^*(\beta, g) = 16 \sqrt{6\pi} \frac{\beta}{|g^3|} \int_0^{\sqrt{1+\frac{|g|-g}{2\beta}}} \left(k^2 + \frac{|g|}{4\beta}\right) e^{-\frac{3}{2}(\beta k^2 + \frac{|g|+g}{2})} dk. \quad (158)$$

Используя обозначение абсолютной величины, мы объединили формулы (148) и (156) в одну формулу, которая справедлива для положительных и отрицательных  $g$ .

Если при рассмотрении случая Б считать  $m = 0$ , то, проводя те же рассуждения и выполняя выкладки, аналогичные тем, которые были выполнены для случая А, мы придем к той же формуле (157), но  $\Phi^*(\beta, g)$  будет в ней иметь следующий вид:

$$\Phi^*(\beta, g) = 16 \sqrt{6\pi} \frac{\beta}{|g^3|} \int_{\frac{1}{2} \left| \sqrt{1+\frac{g}{\beta}} - 1 \right|}^{\frac{1}{2} \left( \sqrt{1+\frac{g}{\beta}} + 1 \right)} k^2 e^{-\frac{3}{2}\beta k^2} dk. \quad (159)$$

Функции  $\Phi^*(\beta, g)$  не зависят от характеристик звездного поля  $\mu$ ,  $D$ ,  $\bar{v}$ . Приводим значения  $\lg \Phi^*(\beta, g)$  для случая А,  $m = m_1$ , в табл. 1 и значения  $\lg \Phi^*(\beta, g)$  для случая Б,  $m = 0$ , в табл. 2.

Таблица 1

| $\beta \backslash g$ | 0     | 1,0      | 2,0   | 4,0   |
|----------------------|-------|----------|-------|-------|
| 1,0                  | 0,588 | 0,685    | 0,634 | 0,513 |
| 0,6                  | 1,292 | 1,508    | 1,473 | 1,357 |
| 0,4                  | 1,774 | 2,104    | 2,070 | 1,968 |
| 0,2                  | 2,507 | 3,063    | 3,056 | 2,948 |
| 0,1                  | 3,175 | 3,990    | 3,992 | 3,886 |
| 0,05                 | 3,809 | 4,902    | 4,910 | 4,806 |
| -0,05                |       | 4,918    | 4,939 | 4,839 |
| -0,1                 |       | 4,024    | 4,050 | 3,951 |
| -0,2                 |       | 3,126    | 3,166 | 3,077 |
| -0,4                 |       | 2,218    | 2,310 | 2,227 |
| -0,6                 |       | 1,648    | 1,815 | 1,745 |
| -1,0                 |       | $\infty$ | 1,186 | 1,148 |

Таблица 2

| $\beta \backslash g$ | 0     | 1,0      | 2,0   | 4,0   |
|----------------------|-------|----------|-------|-------|
| 1,0                  | 1,077 | 1,106    | 1,045 | 0,921 |
| 0,6                  | 1,586 | 1,745    | 1,707 | 1,587 |
| 0,4                  | 1,978 | 2,256    | 2,230 | 2,114 |
| 0,2                  | 2,605 | 3,135    | 3,128 | 3,017 |
| 0,1                  | 3,223 | 4,023    | 4,027 | 3,920 |
| 0,05                 | 3,834 | 4,921    | 4,928 | 4,823 |
| -0,05                |       | 4,904    | 4,924 | 4,826 |
| -0,1                 |       | 3,993    | 4,019 | 3,922 |
| -0,2                 |       | 3,070    | 3,111 | 3,017 |
| -0,4                 |       | 2,112    | 2,198 | 2,111 |
| -0,6                 |       | 1,512    | 1,657 | 1,578 |
| -1,0                 |       | $\infty$ | 0,976 | 0,904 |

Формулы (158) и (159) показывают, что при  $g \rightarrow 0$  функции  $\Phi^*(\beta, g)$  неограниченно возрастают. Это произошло потому, что при интегрировании по прицельному расстоянию мы его не ограничивали. Между тем только до расстояний меньших, чем среднее расстояние между звездами, можно считать, что двойные сближения происходят существенно чаще, чем кратные сближения, и пренебречь эффектом кратности сближений. Очевидно, что кратность сближений ослабляет эффект сближений, так как притяжение со стороны проходящих звезд направлено в разные стороны и геометрическая сумма гравитационных сил оказывается меньше их арифметической суммы.

Лучшим решением было бы как-то учесть эффект кратности сближений. Но это сложная задача, выходящая за рамки настоящей книги. Поэтому ограничимся приближением, которое можно получить следующим образом. Обозначим через  $g_0$  максимальное изменение  $\beta$ , когда у обеих сближающихся звезд оно равно единице, а прицельное расстояние равно среднему рас-

стоянию между соседними звездами. Так как при средних значениях  $m$  и  $\omega^2$  в звездных системах и при  $p_0$  порядка 1 пс величина  $\frac{p\omega^2}{mG}$  имеет порядок  $10^5$ , то в формуле (119) последний член в квадратной скобке велик по сравнению с остальными, и последними можно пренебречь, так же как и единицей в знаменателе дроби. Поэтому получаем:

$$g_0 = \frac{\Delta v^2}{v^2} \approx \frac{4\mu}{p_0 \omega^2} \approx \frac{2Gm}{p_0 v^2}. \quad (160)$$

Можно считать, что для  $|g| > g_0$  функции  $\Phi^*(\beta, g)$  имеют вид (158) и (159). Для  $|g| < g_0$  функции  $\Phi^*(\beta, g)$  отличны от нуля, так как и при малых прицельных расстояниях возможны сколь угодно малые изменения скорости при соответствующем выборе других параметров сближения. Но значения этих функций существенно меньше, чем те, которые даются формулами (158) и (159). Роль столь малых изменений скорости невелика, и мы не внесем большой ошибки в решение задачи о роли иррегулярного поля, если будем считать, что для  $|g| < g_0$  функции  $\Phi^*(\beta, g)$  равны  $\Phi^*(\beta, g_0)$ .

Приводим табл. 3, дающую значение  $g_0$  для звездного поля в районе Солнца, для шарового и рассеянного скоплений.

Таблица 3

| Звездная система                        | $m, \text{ г}$    | $p_0, \text{ пс}$ | $\bar{v}, \text{ км/сек}$ | $g_0$             |
|-----------------------------------------|-------------------|-------------------|---------------------------|-------------------|
| Звездное поле в районе Солнца . . . . . | $10^{33}$         | 1,5               | $3 \cdot 10^6$            | $3 \cdot 10^{-6}$ |
| Шаровое скопление . . . . .             | $2 \cdot 10^{33}$ | 0,4               | $7 \cdot 10^5$            | $5 \cdot 10^{-4}$ |
| Рассеянное скопление . . . . .          | $2 \cdot 10^{33}$ | 0,6               | $5 \cdot 10^4$            | 0,05              |

§ 163. Общая задача изменения скорости в иррегулярном поле. Время релаксации. Если для некоторой случайной переменной  $\beta$  задана вероятность  $\Phi(\beta, g) dg dt$  того, что за время  $dt$  изменение  $\beta$  будет заключено между  $g$  и  $g + dg$ , причем вероятность заметных по величине приращений не очень мала в сравнении с вероятностью бесконечно малых приращений, то говорят, что задан стационарный чисто разрывный процесс изменения случайной переменной  $\beta$ . Чисто разрывные процессы исследованы в теории стохастических процессов. Поведение случайной переменной в стационарном чисто разрывном процессе полностью определяется, если удастся получить функцию  $L(\beta, t, \gamma)$ , дающую вероятность того, что случайная переменная, имеющая в начальный момент значение  $\beta$ , через время  $t$  будет иметь значение, не превосходящее  $\gamma$ . Функции  $\Phi(\beta, g)$  и  $L(\beta, t, \gamma)$  удовлетворяют двум интегро-дифференциальным уравнениям Колмогорова — Феллера \*):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial L(\beta, t, \gamma)}{\partial t} &= -L(\beta, t, \gamma) \int_0^\infty \Phi(\beta, \delta - \beta) d\delta + \int_0^\infty L(\delta, t, \gamma) \Phi(\beta, \delta - \beta) d\delta, \\ \frac{\partial L(\beta, t, \gamma)}{\partial t} &= \int_{-\infty}^{\gamma} L'_\delta(\beta, t, \delta) d\delta \int_0^\infty \Phi(\beta, \varepsilon - \delta) d\varepsilon - \\ &\quad - \int_0^\infty L'_\delta(\beta, t, \delta) d\delta \int_0^{\gamma} \Phi(\delta, \varepsilon - \delta) d\varepsilon. \end{aligned} \right\} \quad (161)$$

\*) См., например, Б. В. Гнеденко, Курс теории вероятностей, Гостехиздат, 1954, § 53.

Поскольку функция  $\Phi(\beta, g)$  известна, уравнения (161) могут служить для нахождения  $L(\beta, t, \gamma)$ .

Знание  $L(\beta, t, \gamma)$  позволяет, в частности, оценить время релаксации системы. В самом деле, если  $f(\beta)$  есть функция распределения квадратов скоростей (отнесенных к  $\bar{v}^2$ ) в системе, стационарной в иррегулярном поле, то справедливы равенства

$$\lim_{t \rightarrow \infty} L(\beta, t, \gamma) = \int_0^{\gamma} f(\delta) d\delta,$$

$$\lim_{t \rightarrow 0} L(\beta, t, \gamma) = \begin{cases} 1, & \text{если } \beta < \gamma, \\ 0, & \text{если } \beta > \gamma. \end{cases}$$

Временем релаксации  $\tau$  можно считать такой промежуток времени, в течение которого вероятность  $L$  изменится на 0,9 изменения, достигаемого для предельного положения при  $t \rightarrow \infty$ :

$$\frac{L(\beta, \tau, \gamma) - L(\beta, 0, \gamma)}{L(\beta, \infty, \gamma) - L(\beta, 0, \gamma)} = 0,9. \quad (162)$$

Хотя значение  $\tau$  в (162) зависит от  $\beta$  и  $\gamma$ , эта зависимость слабая. Можно, например, остановиться на значениях  $\tau$  при  $\beta = 0$ ,  $\gamma = 1$ . Тогда в предположении максвелловского распределения скоростей

$$f(\beta) d\beta = \frac{3\sqrt{3}}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\beta} e^{-\frac{3}{2}\beta} d\beta \quad (163)$$

будем иметь:

$$L(0, \tau, 1) = 0,1 + 0,9 \int_0^1 f(\delta) d\delta = 0,524 \quad (164)$$

и  $\tau$  может быть определено из (164).

Однако решение уравнений (161) вызывает большие трудности. Поэтому можно предложить другой способ оценки времени релаксации.

Для этого напомним выражение средней величины квадрата скорости изменения  $\beta$  для средней звезды:

$$\kappa = \int_0^{\infty} f(\beta) d\beta \left[ \int_0^{\infty} \Phi(\beta, g) g^2 dg + \int_0^{\beta} \Phi(\beta, -g) g^2 dg \right]. \quad (165)$$

Подставляя в (165) выражения (157) и полагая распределение скоростей максвелловским, получим:

$$\kappa = K \frac{\mu^2 D}{\bar{v}^3}, \quad (166)$$

где  $K$  — постоянное число:

$$K = \frac{3\sqrt{3}}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \sqrt{\beta} e^{-\frac{3}{2}\beta} d\beta \left[ \int_0^{\infty} \Phi^*(\beta, g) g^2 dg + \int_0^{\beta} \Phi^*(\beta, -g) g^2 dg \right]. \quad (167)$$

В соответствии с выводами, сделанными в конце § 162, при интегрировании по  $g$  на участке от 0 до  $g_0$ , величину  $\Phi^*(\beta, \pm g)$  нужно считать равной  $\Phi^*(\beta, \pm g_0)$ . Вычисление (167) для значений  $g_0$ , приведенных в табл. 3, даст следующие значения  $K$ : для окрестностей Солнца в Галактике — 210, для шарового скопления — 130, для рассеянного скопления — 50.

Временем релаксации можно назвать отношение квадрата интервала изменения  $\beta$ , соответствующего изменению скорости на среднюю квадратическую скорость (эта величина равна единице), к  $\bar{v}^2$  — среднему квадрату скорости изменения  $\beta$ . Отсюда следует:

$$\tau = \frac{\bar{v}^2}{K\mu^2 D} = \frac{\bar{v}^2}{KG^2 m^2 D}. \quad (168)$$

Оцененное при помощи формулы (168) время релаксации для звездного поля в окрестностях Солнца для типичных шарового и рассеянного скоплений приводится в табл. 4.

Таблица 4

| Звездная система                          | $\bar{v}$ ,<br>км/сек | $m/m_\odot$   | $D$ ,<br>зв/псз | $\tau$<br>в годах |
|-------------------------------------------|-----------------------|---------------|-----------------|-------------------|
| Звездное поле в окрестностях Солнца . . . | 30                    | $\frac{1}{2}$ | 0,12            | $2 \cdot 10^{14}$ |
| Шаровое скопление . .                     | 10                    | 1             | 5               | $8 \cdot 10^{10}$ |
| Рассеянное скопление                      | 0,4                   | 1             | 2               | $3 \cdot 10^7$    |

Таким образом, время релаксации звездного поля в окрестностях Солнца оказывается очень большим, намного превосходящим мыслимые возрасты звезд. Поэтому за время существования Галактики иррегулярные силы не должны были существенно повлиять на строение прилегающей к Солнцу области Галактики и распределение в ней звездных скоростей. Однако следует иметь в виду, что иррегулярные силы вызываются не только звездами, но и более массивными образованиями — звездными облаками и скоплениями, большими облаками диффузной материи. Если формулу (168) применять, например, к звездным облакам, то множитель  $mD$  в ее знаменателе, равный плотности материи, останется таким же, каким он был при рассмотрении задачи для отдельных звезд, а другой множитель,  $m$ , возрастет в десятки миллионов раз, что приведет к времени релаксации порядка  $10^9$  лет. Основываясь на этих соображениях, Л. Э. Гуревич (1954), Спизер и Шварцшильд (1953) и другие считают, что время релаксации в Галактике невелико в сравнении с возрастом звезд. Сейчас этот вопрос еще не вполне ясен. Конечно, неравномерности большого масштаба уменьшают время релаксации в Галактике, но сколько-нибудь точный расчет его затруднителен в связи с тем, что при выводе формулы (168) предполагалось, что гравитирующие тела являются точечными массами, а звездные облака и скопления диффузной материи являются весьма протяженными объектами.

Время релаксации в шаровых скоплениях также велико в сравнении с принятыми в астрофизике периодами существования звезд. Поэтому следует думать, что шаровые скопления не находятся в состоянии стационарном в иррегулярном поле.

В рассеянных скоплениях, напротив, время релаксации невелико. Это показывает, что рассеянные скопления достигли стационарного состояния в иррегулярном поле.

§ 164. Функция распределения остаточных скоростей и скорость диссипации звездных систем. Рассмотрим невращающиеся звездные системы, стационарные в регулярном поле. Такие системы должны иметь сферическую форму, скорости пентроида в них в каждой точке равны нулю, и, следовательно, полные скорости звезд равны остаточным скоростям звезд.

Если бы звездные системы были заключены в гигантские замкнутые сосуды, исключающие возможность диссипации звезд, то вследствие звездных сближений, согласно теореме Больцмана об установлении статистического



равновесия в газах, в них устанавливалось бы максвелловское распределение скоростей.

Поэтому при стационарном состоянии уравнение баланса

$$f(\beta) \int_{-\beta}^{\infty} \Phi(\beta, g) dg = \int_0^{\infty} f(x) \Phi(x, \beta - x) dx, \quad (169)$$

показывающее, что за любой промежуток времени число звезд, уходящих из интервала  $[\beta, \beta + d\beta]$ , равно числу звезд, приходящих в этот интервал, имеет решение, соответствующее максвелловскому распределению скоростей (163). Тот же результат получается в теории случайных блужданий согласно предельным теоремам марковских процессов.

Однако звездные системы не имеют закрытых границ, и тела, скорости которых превышают критическую скорость для данной точки, диссипируют из звездной системы. Вследствие этого в системе отсутствуют звезды, скорости которых превышают критическую. Это не значит, что распределение скоростей для скоростей, меньших критической, останется максвелловским. Для квазистационарной системы рассматриваемый процесс изменения  $\beta$  определяется схемой случайных блужданий с поглощающим экраном в точке  $\beta'$ , соответствующей квадрату критической скорости.

В такой схеме плотность распределения вблизи поглощающего экрана всегда меньше той плотности распределения, которая была бы при отсутствии поглощающего экрана. Поэтому в звездных системах должно быть пониженное (в сравнении с максвелловским распределением) число звезд со скоростями, близкими к критической скорости.

Так как в квазистационарной звездной системе число звезд  $N(\beta, t) d\beta$  в интервале  $[\beta, \beta + d\beta]$  зависит от времени, причем  $N(\beta, t)$  равно нулю при  $\beta > \beta'$ , то уравнение баланса может быть написано в виде

$$N(\beta, t) \int_{-\beta}^{\infty} \Phi(\beta, g) dg = \int_0^{\beta'} N(x, t) \Phi(x, \beta - x) dx - \frac{dN(\beta, t)}{dt}. \quad (170)$$

Вследствие квазистационарности

$$N(\beta, t) = f(\beta) N(t),$$

где  $N(t)$  — общее число звезд в системе. Поэтому уравнение (170) принимает форму

$$f(\beta) \int_{-\beta}^{\infty} \Phi(\beta, g) dg = \int_0^{\beta'} f(x) \Phi(x, \beta - x) dx - f(\beta) \frac{1}{N(t)} \frac{dN(t)}{dt}. \quad (171)$$

Уравнение (171) является приближенным, так как оно написано для системы в целом, тогда как в разных точках системы значение  $\beta'$  различно. Можно считать, что рассматривается некоторое среднее решение задачи, т. е. вместо системы в целом рассматривается ее характерный объем со средним значением критической скорости. Тогда согласно результатам § 160  $\beta' = 4$ .

Второй член правой части (171) также выражается через  $f(\beta)$  и  $\Phi(\beta, g)$ , так как скорость диссипации должна определяться формулой

$$\frac{dN}{N} = dt \int_0^4 f(\beta) d\beta \int_{4-\beta}^{\infty} \Phi(\beta, g) dg = \frac{\mu^2 D}{v^3} dt \int_0^4 f(\beta) d\beta \int_{4-\beta}^{\infty} \Phi^*(\beta, g) dg. \quad (172)$$

Таким образом, уравнение (171) является интегральным уравнением для  $f(\beta)$ . Решать его можно лишь приближенными методами. При этом, имея в виду, что диссипация происходит медленно, можно сначала пренебречь вторым членом правой части, найти приближенное решение для полученного уравнения, а затем с этим  $f(\beta)$  вычислить (172) и использовать его в (171). Очевидно, что для значений  $\beta$ , существенно меньших  $\beta'$ ,  $f(\beta)$  должно мало отличаться от (163). Для значений же  $\beta$ , близких к  $\beta'$ , это различие значительно. Оно особенно велико в задаче Б. Дисперсия максвелловского распределения тел нулевой массы бесконечно велика, функция (163) становится монотонно возрастающей и имеет вид

$$f(\beta) = K \sqrt{\beta}, \quad (173)$$

причем она может быть нормирована (что определяет  $K$ ) только при усеченности, т. е. при условии, что  $f(\beta)$  имеет вид (173) для  $\beta < \beta'$ , а при  $\beta > \beta'$  она равна нулю. Введение поглощающего экрана сильно уменьшает значения  $f(\beta)$  в области, примыкающей к  $\beta'$ .

В таблице 5 приводятся результаты приближенного решения (171) в задаче А и сравнение решений с функцией (163). Так как решение зависит от значения  $g_0$ , то приведены два решения: одно для рассеянных, а второе для шаровых скоплений.

Таблица 5

| $\beta$ | $\lg f(\beta)$               |                        |                     |
|---------|------------------------------|------------------------|---------------------|
|         | максвелловское распределение | в рассеянном скоплении | в шаровом скоплении |
| 0       | $-\infty$                    | $-\infty$              | $-\infty$           |
| 0,3     | 1,89                         | 1,89                   | 1,89                |
| 0,6     | 1,56                         | 1,56                   | 1,56                |
| 0,8     | 1,10                         | 1,10                   | 1,10                |
| 0,9     | 2,86                         | 2,85                   | 2,85                |
| 0,95    | 2,75                         | 2,66                   | 2,66                |
| 0,98    | 2,68                         | 2,49                   | 2,43                |
| 0,99    | 2,65                         | 2,42                   | 2,27                |
| 1,00    | 2,63                         | 2,34                   | 3,34                |

Если, таким образом, функция распределения звезд по  $\beta$  определена, то выражение (172) позволяет вычислить скорость диссипации:

$$\frac{dN}{N} = \frac{\mu^2 D dt}{v^3} H, \quad (174)$$

где

$$H = \int_0^4 f(\beta) d\beta \int_{4-\beta}^{\infty} \Phi^*(\beta, g) dg. \quad (175)$$

Применение выражения (175) к случаю А дает скорость диссипации из системы тел средней массы. Для рассеянных скоплений получается  $H = 1,1$ , для шаровых скоплений  $H = 4,0$ . Использование в (175) функции  $f(\beta)$  и  $\Phi^*(\beta, g)$

для случая Б дает скорость диссипации из системы тел пренебрежимо малой массы. Для рассеянных скоплений получается  $H = 43$ , для шаровых скоплений  $H = 130$ . Таким образом, скорость диссипации из систем тел нулевой массы на полтора порядка больше скорости диссипации тел средней массы.

Согласно формуле (174) за время полного оборота Галактики, равное для района Солнца 205 млн. лет, рассеянное скопление теряет около 15% своих звезд средней массы и практически все звезды малых масс. За то же время шаровое скопление теряет только 0,008% звезд средней массы и 0,25% звезд малых масс. Следовательно, диссипация рассеянных скоплений происходит быстро, а диссипация шаровых скоплений — очень медленно. В галактиках же в результате встреч звезд между собой диссипация практически не происходит вовсе. Однако, возможно, происходит диссипация в результате встреч со звездными облаками, звездными скоплениями и другими объектами больших масс.

§ 165. Наивероятнейшее распределение в фазовом пространстве. Как мы отмечали выше (§ 154), система, стационарная только в регулярном поле,

обладает тем свойством, что у нее распределение звезд в фазовом пространстве не меняется в результате действия регулярных сил, но меняется под действием иррегулярных сил. Сейчас мы поставим задачей выяснить, как будет изменяться такая система в результате действия иррегулярных сил, и определим то состояние, к которому она будет стремиться. Это предельное состояние, если можно было бы пренебречь фактором диссипации, было бы, очевидно, состоянием стационарным и в регулярном и в иррегулярном поле. Из аналогии со статистической физикой ясно, что оно должно соответствовать наивероятнейшему распределению звезд в фазовом пространстве. Найдем свойства наивероятнейшего распределения, применяя методы статистической физики и следуя К. Ф. Огородникову.

Пренебрежем явлением диссипации. Тогда скорости звезд будут ограничены критическими скоростями и звездная система, которую мы считаем ограниченной в обычном пространстве, будет занимать и ограниченный фазовый объем. Разобьем этот фазовый объем на  $s$  фазовых ячеек так, чтобы

$$1 \ll s \ll N,$$

т. е. чтобы, с одной стороны, ячеек было много, а с другой стороны, в каждой ячейке было достаточно много звезд.

Обозначим через  $\gamma_i$  объем  $i$ -й ячейки. Очевидно,

$$\sum_{i=1}^s \gamma_i = \Gamma,$$

где  $\Gamma$  — весь фазовый объем системы.

Обозначим теперь

$$\lambda_i = \frac{\gamma_i}{\Gamma}.$$

Если на систему не накладывается никаких ограничений, кроме очевидного при пренебрежении фактором диссипации ограничения

$$\sum_{i=1}^s n_i = N = \text{const}, \quad (176)$$

где  $n_i$  — число звезд в  $i$ -й ячейке, то естественно предположить, что вероятность для любой звезды оказаться внутри  $i$ -й ячейки не зависит от положения этой ячейки внутри фазового объема и равняется  $\lambda_i$ . В таком случае на основании биномиального закона вероятность того, что при случайном размещении звезд по ячейкам их численности в ячейках окажутся соответственно равными  $n_1, n_2, \dots, n_s$ , равна

$$P = \frac{N!}{n_1! n_2! \dots n_s!} \lambda_1^{n_1} \lambda_2^{n_2} \dots \lambda_s^{n_s}. \quad (177)$$

Заметим, что  $n_i$  и  $\lambda_i$  связаны равенством

$$n_i = \psi_i \lambda_i, \quad (178)$$

где  $\psi_i$  — фазовая плотность в  $i$ -й ячейке. Находя наивероятнейшее распределение при единственном ограничении (176), т. е. определяя  $n_i$ , при которых  $P$  максимально и выполняется (176), мы нашли бы, что  $n_i$  пропорциональны  $\lambda_i$ , т. е. звезды равномерно заполнили фазовый объем, и фазовая плотность постоянна. Но на самом деле имеются еще два ограничения. Первое из них состоит в том, что в стационарной системе сумма энергий отдельных звезд, определяемая равенством (98), есть величина постоянная:

$$\sum_{i=1}^s n_i E_i' = \frac{m}{2} \sum_{i=1}^s n_i (\Pi_i^2 + \Theta_i^2 + Z_i^2 + 2U_i') = \text{const}. \quad (179)$$

Второе ограничение определяется постоянством суммы моментов количества движения звезд относительно оси вращения системы:

$$m \sum_{i=1}^s n_i R_i \vartheta_i = \text{const.} \quad (180)$$

При написании равенств (179) и (180) мы учли, что в пределах каждой фазовой ячейки координаты точек можно считать одинаковыми, и потому объединили в одно слагаемое звезды, находящиеся в фазовой ячейке. Ввиду того что фазовая плотность (а именно ее необходимо определить) зависит только от интегралов движения звезд, мы можем рассматривать ограничения, зависящие только от интегралов движения звезд. Ограничения (176), (179) и (180) удовлетворяют этим условиям и ими исчерпываются возможности в данном отношении. Необходимо отметить также, что, в то время как равенство (180) выполняется точно, равенство (179), основанное на теореме вириала, справедливо вполне лишь для систем стационарных или линейно изменяющих величину момента инерции. Так как мы предполагаем рассматриваемую систему стационарной в отношении регулярных сил, а иррегулярные силы медленно изменяют параметры системы, то равенство (179) можно считать выполняющимся.

Теперь задача сводится к нахождению максимума вероятности  $P$ , или, что то же, логарифма вероятности  $\ln P$ , как функции переменных  $n_1, n_2, \dots, n_s$ , на которые наложены условия (177), (179) и (180). Для этого, как известно, нужно составить функцию

$$L = \ln P + k_1 \sum_{i=1}^s n_i + k_2 \sum_{i=1}^s n_i E'_i + 2k_3 \sum_{i=1}^s n_i R_i \vartheta_i, \quad (181)$$

где  $k_1, k_2, k_3$  — неопределенные множители Лагранжа, в которые вошли и массы звезд, и приравнять нулю частные производные этой функции по всем  $n_i$ .

Выполняя это, находим:

$$\frac{\partial L}{\partial n_i} = - \frac{d \ln(n_i!)}{dn_i} + \ln \lambda_i + k_1 + k_2 E'_i + 2k_3 R_i \vartheta_i. \quad (182)$$

Если  $n_i$ , как мы предполагали, достаточно велико, то

$$\frac{d \ln(n_i!)}{dn_i} = \frac{\ln[(n_i+1)!] - \ln(n_i!)}{(n_i+1) - n_i} = \ln(n_i+1) \approx \ln n_i.$$

Подставляя это в (181), решая относительно  $n_i$  и отбрасывая ставший теперь ненужным значок  $i$ , получаем:

$$n = \lambda e^{k_1 + k_2 E' + 2k_3 R \vartheta},$$

или, используя еще (178):

$$\vartheta = e^{k_1 + k_2 E' + 2k_3 R \vartheta}. \quad (183)$$

Для выяснения физического смысла полученного решения преобразуем показатели степени в формуле (183):

$$k_2 (\Pi^2 + \vartheta^2 + Z^2 - 2U') + 2k_3 R \vartheta = k_2 [\Pi^2 + (\vartheta - \vartheta_0)^2 + Z^2 - 2U' - \vartheta_0^2], \quad (184)$$

где

$$\vartheta_0 = - \frac{k_3}{k_2} R. \quad (185)$$

Так как фазовая плотность получилась зависящей от  $\Pi$ ,  $\vartheta - \vartheta_0$  и  $Z$ , то  $\vartheta_0$  есть линейная скорость вращения центроида.

Из формулы (185) следует, что  $\dot{\vartheta}_0$  пропорционально  $R$ . Таким образом, угловая скорость центроида постоянна:

$$\omega = \frac{\dot{\vartheta}_0}{R} = -\frac{k_3}{k_2} = \text{const.} \quad (186)$$

Кроме того, из (183) и (184) следует, что распределение остаточных скоростей является максвелловским и одинаковым во всех точках системы.

Итак, наивероятнейшее состояние звездной системы характеризуется твердотельным вращением, максвелловским распределением скоростей и изотермичностью.

Полученные результаты вполне закономерны. Они показывают, что иррегулярные силы в звездной системе действуют как силы вязкости, сглаживая различия в угловых скоростях различных слоев системы. Кроме того, они стремятся установить в каждой точке максвелловское распределение скоростей, а также осуществляют теплообмен между различными частями системы, что ведет к сглаживанию температур. Необходимо, однако, напомнить, что при получении этих результатов мы пренебрегли фактором диссипации. Поэтому полученные результаты нужно рассматривать лишь как тенденцию и не следует думать, что состояние твердотельного вращения и изотермичности достижимы для системы в целом. Кроме того, мы считали систему ограниченной в пространстве. Это показывает также, что полученные результаты не следует относить к наиболее внешним областям звездных систем.

Назовем время, необходимое, чтобы система перешла в наивероятнейшее состояние, т. е. состояние стационарное в регулярном и в иррегулярном поле, большим временем релаксации. Поскольку в Галактике и других спиральных галактиках наблюдается дифференциальное вращение, ясно, что в них наивероятнейшее состояние не достигнуто. Обычное время релаксации — время установления наивероятнейшего распределения в данной точке, очевидно, меньше большого времени релаксации.

§ 166. Диссипация звездных систем. Диссипация звездных систем в результате действия в них иррегулярных сил была впервые рассмотрена В. А. Амбарцумяном (1938). Он определял скорость диссипации невращающихся систем, предполагая, что за время релаксации из системы диссипирует доля звезд, равная доле звезд, имеющих при максвелловском распределении скорости больше критической. Критическая же скорость, согласно данным § 160, равна в среднем удвоенной средней квадратической скорости звезды.

Это рассуждение может вызвать возражение, состоящее в том, что для диссипации нет необходимости в установлении максвелловского распределения во всем диапазоне скоростей, достаточно лишь перехода за границу критической скорости. В этом отношении метод определения скорости диссипации, изложенный в § 164, более обоснован.

Однако, как показало сравнение двух методов, для звезд средних масс метод Амбарцумяна дает хорошую точность. Применение этого метода впервые привело В. А. Амбарцумяна к важному выводу о достаточно быстром распаде рассеянных скоплений и очень быстром распаде кратных звезд типа Тrapeции.

В этом параграфе мы применим метод В. А. Амбарцумяна, причем будем рассматривать более общий случай вращающихся систем.

В 1950 г. Л. Э. Гуревич и Б. Ю. Левин обратили внимание на то обстоятельство, что вследствие большой роли далеких сближений звезд, изменение их скоростей происходит преимущественно небольшими порциями. Вследствие этого покидающие систему звезды в большинстве своем имеют скорости, очень немного превышающие критическую, следовательно, уносимая ими энергия практически равна нулю. Но это значит, что полная энергия звездной системы при ее распаде практически остается постоянной.

Это важное условие

$$E = \text{const} \quad (187)$$

позволило изучить характер эволюции невращающихся систем гравитирующих тел, в том числе и звездных систем вследствие диссипации.

Условие (187) справедливо и при диссипации вращающихся звездных систем, однако для исследования эволюции этих систем необходимо еще знать, как изменяется при диссипации момент вращения системы.

Прежде всего заметим, что звезды, покидающие систему, уносят в среднем больше момента вращения, чем приходится момента в среднем на то же количество звезд в системе. В самом деле, скорости, большие критической, должны получать преимущественно те звезды, у которых остаточные скорости составляют малые углы со скоростью центроида. Но очевидно, что момент количества движения у этих звезд больше, чем в среднем у звезд из того же элементарного объема системы. Поэтому можно сказать, что диссипирующие звезды уносят с собой, кроме среднего момента вращения, еще и некоторый избыточный момент. Выведем выражения для среднего и избыточного моментов, уносимых диссипирующими звездами.

Рассмотрим некоторый малый объем стационарной системы. Пусть  $R$  — его расстояние до оси вращения системы,  $M$  — момент вращения,  $\vartheta_0$  — линейная скорость,  $n$  — число содержащихся в объеме звезд. Если  $\xi$  — остаточная скорость звезды, а  $\theta = \arccos \zeta$  — угол между остаточной скоростью и скоростью центроида  $\vartheta_0$ , то полная скорость определится равенством

$$\omega^2 = \vartheta_0^2 + \xi^2 + 2\vartheta_0\xi\zeta. \quad (188)$$

Усредняя равенства (188) и обозначая через  $\bar{\omega}$  и  $\bar{\xi}$  соответственно среднюю квадратическую полную скорость и среднюю квадратичную остаточную скорость, находим:

$$\bar{\omega}^2 = \vartheta_0^2 + \bar{\xi}^2. \quad (189)$$

Для данного объема определена критическая скорость  $w_k$ . Эта скорость, очевидно, больше во внутренних областях системы и меньше во внешних областях системы. Введем безразмерную величину

$$\alpha = \frac{w_k^2}{\bar{\omega}^2}. \quad (190)$$

Если скорость звезды больше критической, то она уйдет из системы. Поэтому из равенств (188)—(190) следует, что систему покинут звезды, для которых выполняется неравенство

$$\vartheta_0^2 + \xi^2 + 2\vartheta_0\xi\zeta \geq \alpha(\vartheta_0^2 + \bar{\xi}^2). \quad (191)$$

Введем фактор  $\gamma$ , определяемый равенством

$$\gamma = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\vartheta_0}{\bar{\xi}}}. \quad (192)$$

$\gamma$  может служить мерилем сжатия звездных систем. Очевидно, чем больше отношения  $\frac{\vartheta_0}{\bar{\xi}}$ , тем более плоской должна быть система. В невращающейся сферической системе  $\vartheta_0 = 0$ ,  $\gamma = 0$ , а в предельно плоской системе  $\bar{\xi} = 0$ ,  $\gamma = \infty$ . Положим также

$$y = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\xi}{\bar{\xi}}}. \quad (193)$$

При помощи этих величин неравенство (191) может быть записано в виде

$$y^2 + 2yx\gamma \geq (\alpha - 1)\gamma^2 + \frac{3}{2}\alpha. \quad (194)$$

Предположим, что остаточные скорости звезд распределены по закону Максвелла:

$$f(\xi, \theta) d\xi d\theta = \frac{3\sqrt{3}}{\sqrt{2\pi}} \frac{\xi^2}{\xi^3} e^{-\frac{3}{2}\frac{\xi^2}{\xi^3}} \sin\theta d\xi d\theta. \quad (195)$$

Это соответствует распределению  $x$  и  $y$ :

$$f(y, x) dx dy = \frac{2}{\sqrt{\pi}} y^2 e^{-y^2} dy dx. \quad (196)$$

Если бы максвелловское распределение успевало полностью установиться, то каждая уходящая из системы звезда уносила бы момент, равный

$$mr(\vartheta_0 + \xi x). \quad (197)$$

Но вследствие того, что основную роль при установлении распределения скоростей играют далекие сближения, скорости изменяются малыми порциями и не могут заметно превысить критическую скорость. Поэтому каждую скорость из максвелловского распределения, превышающую критическую, следует заменить скоростью, направленной так же, но по величине равной критической остаточной скорости. Эта критическая остаточная скорость  $\xi_k$  может быть получена, если решить относительно  $\xi$  предельное равенство (194):

$$\xi_k = \vartheta_0 \left( \sqrt{x^2 + \alpha - 1 + \frac{3\alpha}{2\gamma^2}} - x \right). \quad (198)$$

Таким образом, каждое уходящее из системы тело уносит момент, равный

$$mr(\vartheta_0 + \xi_k x). \quad (199)$$

Для определения доли звезд, диссипирующих из данного объема за время релаксации, необходимо величину (196) проинтегрировать по области, определяемой неравенствами (194) и

$$-1 \leq x \leq +1. \quad (200)$$

Получаем:

$$a(\gamma, \alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-1}^{+1} dx \int_{\gamma \cdot \beta(x)}^{\infty} y^2 e^{-y^2} dy, \quad (201)$$

где

$$\beta(x) = \sqrt{x^2 + \alpha - 1 + \frac{3\alpha}{2\gamma^2}} - x. \quad (202)$$

Чтобы получить уносимый диссипирующими звездами за время релаксации момент, нужно (196) умножить на (199) и  $n$  и проинтегрировать по области, определяемой неравенствами (194) и (200).

Получаем, учитывая (198) и (200):

$$\begin{aligned} & \frac{2}{\sqrt{\pi}} nmr\vartheta_0 \int_{-1}^{+1} [1 + x \cdot \beta(x)] dx \int_{\gamma \cdot \beta(x)}^{\infty} y^2 e^{-y^2} dy = \\ & = nmr\vartheta_0 a(\gamma, \alpha) + nmr\vartheta_0 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-1}^{+1} x\beta(x) dx \int_{\gamma \cdot \beta(x)}^{\infty} y^2 e^{-y^2} dy. \end{aligned} \quad (203)$$

Легко видеть, что если бы каждая диссипирующая звезда уносила с собой момент  $m\gamma\theta_0$ , равный среднему моменту, приходящемуся на одну звезду в данном объеме, то весь момент, уносимый диссипирующими звездами за время релаксации, был бы равен первому члену в (203).

Следовательно, второй член в (203) представляет собой избыточный момент, уносимый при диссипации. Происхождение избыточного момента было объяснено выше. Обозначим  $\Phi(\gamma, \alpha)$  отношение избыточного момента, уносимого при диссипации к среднему моменту:

$$\Phi(\gamma, \alpha) = \frac{1}{a(\gamma, \alpha)} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-1}^{+1} x\beta(x) dx \int_{\gamma \cdot \beta(x)}^{\infty} y^2 e^{-y^2} dy, \quad (204)$$

где

$$\beta(x) = \sqrt{x^2 + \alpha - 1 - \frac{3\alpha}{2\gamma^2}} - x.$$

$\Phi(\gamma, \alpha)$  уместно назвать относительным избыточным моментом при диссипации.

Вычисление интегралов (201) и (204) можно выполнить без применения квадратур, сводя их путем несложных преобразований к выражениям, содержащим интегралы вероятностей.

Приводим таблицу значений функции  $a(\gamma, \alpha)$ , дающей долю звезд данного объема, покидающих систему за время релаксации.

Таблица 6

| $\gamma \backslash \alpha$ | 0                    | 0,8                  | 1,2                  | 1,6                  | 2                    | 3                     |
|----------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|-----------------------|
| 2                          | $1,12 \cdot 10^{-1}$ | $1,07 \cdot 10^{-1}$ | $9,40 \cdot 10^{-2}$ | $7,56 \cdot 10^{-2}$ | $5,62 \cdot 10^{-2}$ | $2,03 \cdot 10^{-2}$  |
| 3                          | $2,93 \cdot 10^{-2}$ | $2,45 \cdot 10^{-2}$ | $1,64 \cdot 10^{-2}$ | $8,71 \cdot 10^{-3}$ | $3,78 \cdot 10^{-3}$ | $2,12 \cdot 10^{-4}$  |
| 4                          | $7,38 \cdot 10^{-3}$ | $5,17 \cdot 10^{-3}$ | $2,44 \cdot 10^{-3}$ | $7,76 \cdot 10^{-4}$ | $1,72 \cdot 10^{-4}$ | $9,42 \cdot 10^{-7}$  |
| 5                          | $1,82 \cdot 10^{-3}$ | $1,02 \cdot 10^{-3}$ | $3,26 \cdot 10^{-4}$ | $5,79 \cdot 10^{-5}$ | $6,03 \cdot 10^{-6}$ | $2,33 \cdot 10^{-9}$  |
| 6                          | $4,40 \cdot 10^{-4}$ | $1,94 \cdot 10^{-4}$ | $4,01 \cdot 10^{-5}$ | $3,79 \cdot 10^{-6}$ | $1,74 \cdot 10^{-7}$ | $3,85 \cdot 10^{-12}$ |

Таблица показывает, что диссипация за время релаксации больше для меньших значений  $\alpha$ , т. е. (при тех же значениях  $\bar{\omega}^2$ ) для меньших  $\omega_k$ . Этот результат, показывающий преобладающую роль внешних областей системы в диссипации, вполне естествен. Но нужно иметь в виду, что во внешних областях систем вследствие меньшей звездной плотности время релаксации больше. Кроме того, при меньшей плотности данная доля  $a(\gamma, \alpha)$  означает меньшее число звезд. Поэтому роль периферийных областей в диссипации не следует переоценивать.

Таблица показывает также, что  $a(\gamma, \alpha)$  убывает с увеличением  $\gamma$ , т. е. она больше у невращающихся сферических систем и меньше у плоских вращающихся систем. Этот неожиданный на первый взгляд результат объясняется тем, что при малом  $\bar{\xi}$  для диссипации требуется, чтобы остаточная скорость  $\xi$  в несколько раз превосходила  $\bar{\xi}$ , а звезд с такими остаточными скоростями при максвелловском распределении очень мало.

Как это следует из формулы (100) § 160, среднее значение  $\alpha$  для стационарной в регулярном поле звездной системы равно 4. Поэтому для невращающейся системы ( $\gamma = 0$ ) можно сделать оценку — за время релаксации из си-



стемы диссипирует 0,0074 всех звезд. Эта оценка была сделана В. А. Амбарцумяном. Вращающиеся системы, как мы уже указывали, диссипируют медленнее.

Приводим таблицу значений  $\varphi(\gamma, \alpha)$  — относительного избыточного момента, уносимого при диссипации (табл. 7).

Таблица 7

| $\gamma \backslash \alpha$ | 0    | 0,8   | 1,2   | 1,6   | 2     | 3     | $\infty$ |
|----------------------------|------|-------|-------|-------|-------|-------|----------|
| 2                          | 1,41 | 0,955 | 0,746 | 0,630 | 0,560 | 0,481 | 0,414    |
| 3                          | 2,39 | 1,49  | 1,18  | 1,01  | 0,920 | 0,820 | 0,732    |
| 4                          | 3,38 | 1,94  | 1,54  | 1,34  | 1,23  | 1,10  | 1,000    |
| 5                          | 4,37 | 2,37  | 1,87  | 1,63  | 1,51  | 1,33  | 1,24     |
| 6                          | 5,36 | 2,74  | 2,17  | 1,90  | 1,75  | 1,55  | 1,45     |

Мы видим, что относительный избыточный момент диссипации не является малой величиной. Интересно, что он больше у сферических, медленно вращающихся систем и меньше у сжатых, более быстро вращающихся систем. Он также больше для звезд, диссипирующих из внутренних областей системы.

§ 167. Эволюция звездных систем вследствие диссипации. Основываясь на заключении о неизменности полной энергии системы при диссипации, Л. Э. Гуревич и Б. Ю. Левин исследовали эволюцию невращающихся систем в результате диссипации.

Напишем условие неизменности энергии, используя выражение (92):

$$E = -\frac{Gm^2N^2}{4BQ} = \text{const.} \quad (205)$$

Так как при диссипации невращающейся системы форма ее сохраняется, величина  $B$  остается постоянной. Среди величин, фигурирующих в равенстве (205), в ходе диссипации изменяются лишь величины  $N$  и  $\rho$ ; поэтому, чтобы равенство не нарушалось, должно выполняться условие

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{N_0^2}{N^2}, \quad (206)$$

где нуликами обозначены значения величин в некоторый начальный момент.

Так как звездная плотность  $D$  пропорциональна  $\frac{N}{Q^3}$ , то она должна изменяться согласно условию

$$\frac{D}{D_0} = \frac{N_0^5}{N^5}. \quad (207)$$

При диссипации  $D$  убывает. Равенства (206) и (207) показывают, что радиус системы убывает быстрее  $N$ , а звездная плотность, напротив, весьма быстро возрастает.

Если  $a$  — доля звезд, диссипирующих за время релаксации  $\tau$ , то за время  $dt$  изменение числа звезд, принадлежащих системе, есть

$$dN = -aN \frac{dt}{\tau}. \quad (208)$$

Для времени релаксации нами было получено выражение (168):

$$\tau = \frac{\bar{v}^3}{KG^2 m^2 D},$$

а для средней квадратической скорости (94):

$$\bar{w} = \sqrt{\frac{GmN}{2Bq}}.$$

В невращающейся стационарной системе скорости центроидов  $\bar{v}_0$  равны нулю и полные скорости звезд равны их остаточным скоростям  $\bar{w} = \bar{v}$ . Поэтому для времени релаксации получаем выражение

$$\tau = \frac{1}{(2B)^{3/2} K \sqrt{Gm}} \frac{N^{3/2}}{q^{3/2} D}. \quad (209)$$

Подставляя выражение (209) в (208) и используя (206) и (207), находим:

$$dN = - [a \cdot (2Bq_0)^{3/2} K \sqrt{Gm} D_0 N_0^2] N^{5/2} dt. \quad (210)$$

Среди величин, фигурирующих в квадратной скобке (210), при диссипации изменяется только  $K$ . Но согласно данным § 163 величина  $K$  не может сильно изменяться. Поэтому можно пренебречь ее изменением и считать выражение в квадратных скобках в (210) постоянной. Тогда уравнение интегрируется и мы будем иметь:

$$N^{7/2} = N_0^{7/2} - \frac{7}{2} a (2Bq_0)^{3/2} K \sqrt{Gm} D_0 N_0^2 t, \quad (211)$$

причем постоянная интегрирования определяется из условия, что  $N = N_0$  при  $t = 0$ .

Если в равенстве (211)  $N$  станет равным нулю, то соответствующее ему  $t$  будет временем полной диссипации системы  $t_d$ . В полученном выражении для  $t_d$  заменим  $D_0$  его очевидным выражением

$$D_0 = \frac{3N_0}{4\pi q_0^3},$$

и окончательно найдем, что

$$t_d = \frac{4\pi \sqrt{N_0 q_0^3}}{21 B^{3/2} K a \sqrt{2Gm}}, \quad (212)$$

где нулик при  $t_d$  показывает, что время полной диссипации отсчитывается от момента, когда число звезд в системе равно  $N_0$ , а радиус скопления равен  $\rho_0$ . Время диссипации из текущего состояния мы получим, заменив в (212)  $N_0$  и  $\rho_0$  на  $N$  и  $\rho$ . Разделив полученное таким образом равенство на (212) и используя (206), найдем:

$$\frac{t_d}{t_{d0}} = \frac{N^{7/2}}{N_0^{7/2}}. \quad (213)$$

Это равенство показывает, что процесс диссипации невращающихся систем носит ускоренный характер. Из него, например, следует, что диссипация половины звезд из системы длится в  $(8\sqrt{2} - 1)$  раз дольше, чем полная диссипация оставшейся половины звезд.

Если для рассеянного скопления принять  $N = 50$ ,  $\rho = 2$  пс,  $K = 50$ ,  $m = m_\odot$ , для шарового скопления  $N = 1\,000\,000$ ,  $\rho = 20$  пс,  $K = 130$ ,  $m = m_\odot$ , долю звезд  $a$ , диссипирующих за время релаксации, считать равной 0,0738, а  $B = 0,8$ , то, согласно (212), время полной диссипации у рассеянного скопления равно  $3 \cdot 10^8$  лет, а у шарового скопления  $8 \cdot 10^{11}$  лет. Таким образом, за космогонически допустимые сроки рассеянное скопление может полностью диссипировать.

Рассмотрение эволюции диссипации вращающихся систем — более сложная задача. Здесь нужно учитывать также изменение момента при диссипации. Если сделать упрощающее предположение, что система эволюционирует в целом так, как эволюционировал бы некий элемент объема, у которого значения физических параметров равны средним значениям этих параметров по системе (в частности  $\alpha = 4$ ), то можно показать, что все вращающиеся звездные системы разбиваются на две эволюционные последовательности — сферическую и плоскую. Системы, сжатие которых  $h = \frac{\rho - \rho_1}{\rho}$  ( $\rho$  и  $\rho_1$  — полу-

оси эллипсоида вращения) меньше 0,7, в ходе диссипации становятся еще более сферичными; их сжатие непрерывно уменьшается. Эти системы образуют сферическую эволюционную последовательность. Системы же, у которых сжатие больше 0,7, в ходе эволюции продолжают уплощаться. Эти системы образуют плоскую эволюционную последовательность.

Деление вращающихся систем на две эволюционные последовательности объясняется тем, что, как это следует из табл. 7, у медленно вращающихся менее сжатых систем относительный избыточный момент, уносимый при диссипации, больше. Это способствует значительному уменьшению момента вращения таких систем, делает их более сферичными. У сильно сжатых систем при диссипации также уносится избыточный момент, но в меньшем количестве, недостаточном для того, чтобы компенсировать ускорения вращения системы вследствие сжатия, согласно формуле (206), справедливой и для вращающихся систем.

**§ 168. Общие черты эволюции звездных систем.** Если пренебречь фактором диссипации тел из системы, то, как показано в § 163, наивероятнейшим состоянием вращающейся системы гравитирующих тел является состояние твердотельного вращения при максвелловском распределении остаточных скоростей с постоянной дисперсией во всех точках. Система под действием внутренних сил стремится к этому состоянию, являющемуся стационарным и в регулярном и в иррегулярном поле.

Рассмотрим переход системы в регулярном поле из состояния нестационарного в состояние стационарное. Можно видеть, что под действием одних только регулярных сил такой переход в общем случае невозможен. Если, например, свободно поместить на некотором расстоянии от сферической системы, стационарной в регулярном поле, дополнительное тело, то оно будет, если ограничиться рассмотрением регулярного поля, неограниченно долго совершать колебания, проходя систему насквозь. Значит, система, включающая и это тело, будет оставаться нестационарной. В результате же сближения данного тела с отдельными телами системы, т. е. в результате действия иррегулярных сил, это тело через время, сравнимое со временем релаксации, станет обычным членом системы, не выпадающим из установившегося к этому моменту закона распределения для всей системы.

Таким образом, система, нестационарная в регулярном поле, переходя под действием регулярных и иррегулярных сил в состояние, стационарное в регулярном поле, одновременно достигает стационарности и в иррегулярном поле.

Однако в частных случаях, притом в случаях, имеющих существенные практические применения, система может приблизиться к состоянию, стационарному в регулярном поле, под действием только одних регулярных сил, которые производят «перемешивание» системы. «Перемешивание» эффективно выполняется за время, большое в сравнении со средним временем, необходимым звезде для того, чтобы пересечь систему.

После окончания процесса «перемешивания» переход в состояние, стационарное в регулярном и иррегулярном поле, завершается при существенном участии иррегулярных сил.

Изучая подробнее вопрос об этом переходе, следует отметить, что в общем случае для различных мест системы, время, требуемое на переход (время релаксации), будет различным и, следовательно, моменты достижения стационарности — не одними и теми же. Однако по истечении наибольшего времени релаксации из всех времен релаксаций для всех точек системы такое состояние будет достигнуто. Назовем это состояние стационарным в каждой точке. При этом состоянии угловая скорость вращения центроида и дисперсия остаточных скоростей в различных точках вращающейся системы в общем случае будут различными.

Это состояние еще не является наивероятнейшим. Оно стационарно в регулярном поле. В иррегулярном же поле оно квазистационарно. Неполная стационарность в иррегулярном поле связана с тем, что благодаря факторам вязкости и «тепловой диффузии», в основе которых лежат иррегулярные силы, в системе должно происходить постепенное выравнивание угловых скоростей центроидов и дисперсий остаточных скоростей. Этот процесс \*) и завершится установлением наивероятнейшего состояния, или, как мы будем его называть, состояния стационарного для системы в целом.

Существенное влияние на состояние системы оказывает фактор диссипации. В результате непрерывного действия иррегулярных сил некоторая часть тел приобретает скорости, большие критической, и покидает систему. Процесс диссипации происходит непрерывно, так как после ухода тел с большими скоростями большие скорости приобретут другие тела, которые тоже покинут систему, и т. д. Этот процесс будет вызывать непрерывное, медленно происходящее нарушение стационарности. Очевидно, что в результате действия фактора диссипации параметры, характеризующие состояние системы, будут отличаться от тех, которые были бы при отсутствии фактора диссипации. В частности, из-за фактора диссипации наивероятнейшее состояние системы не будет строго состоянием изотермичности и твердотельности вращения.

В. А. Амбарцумян предложил называть состояние систем, достигших равновесия, но изменяющихся вследствие диссипации, квазистационарным состоянием. Соответственно этому мы будем употреблять термины: состояние, квазистационарное в каждой точке, и состояние, квазистационарное в целом.

При состоянии, квазистационарном в целом, отличие от полной стационарности вызывается только одной причиной — диссипацией тел из системы. Правда, диссипация порождает различие угловых скоростей центроидов и различие дисперсий остаточных скоростей, но в данном случае сами эти явления существуют только как результат диссипации.

При состоянии, квазистационарном в каждой точке, отличие от полной стационарности вызывается не только фактором диссипации, но и существующим независимо от этого фактора различием в разных точках угловых скоростей центроидов и дисперсий остаточных скоростей.

Квазистационарное в целом состояние системы обладает тем свойством, что задание основных общих параметров системы — массы тел (одинаковой у всех тел), числа тел, энергии системы и главного момента системы однозначно определяет состояние системы. Такие системы названы К. Ф. Огородниковым динамически определяемыми системами. Заметим, что только системы, квазистационарные в целом, являются динамически определяемыми.

Обрисуем в общих чертах путь эволюций вращающихся систем гравитирующих тел.

---

\*) Л. Э. Гуревич (1954) трактует этот процесс как процесс выноса момента количества движения из внутренних областей системы на периферию.

Начальное состояние системы определяется условиями ее формирования. Если таким начальным состоянием явилось состояние, стационарное в регулярном поле и нестационарное в иррегулярном поле, то по истечении времени релаксации для каждой точки в этой системе установится квазистационарное состояние и по истечении наибольшего из времен релаксаций для различных точек система перейдет в состояние, квазистационарное в каждой точке.

В звездных системах время релаксации по мере удаления от оси вращения обычно возрастает; поэтому квазистационарного состояния в каждой точке сначала достигает центр системы, а затем область квазистационарного состояния в каждой точке постепенно распространяется на периферию. Если в момент формирования система нестационарна и в регулярном поле, то она сначала (в результате «перемешивания» под действием регулярных сил) быстро приблизится к состоянию, стационарному в регулярном поле, а затем в результате совместного действия регулярных и иррегулярных сил достигнет состояния, стационарного в каждой точке.

Система, квазистационарная в каждой точке, переходит затем в состояние, квазистационарное в целом, характеризующееся условиями, близкими к изотермичности и твердотельности вращения. Время этого перехода, которое мы в § 163 назвали большим временем релаксации, в сильной степени зависит от того, насколько быстро вращается система. Большое время релаксации тем больше, чем больше число тел системы и чем больше  $\gamma$  — отношение средней линейной скорости центроидов системы к средней остаточной скорости тел системы. Если система не вращается ( $\gamma = 0$ ), то одновременно с состоянием, квазистационарным в каждой точке, достигается состояние, квазистационарное для системы в целом, т. е. большое время релаксации равно нулю. Если же система вращается быстро ( $\gamma \gg 1$ ), то кольцевые слои обладают значительной автономией, выравнивание угловых скоростей центроидов и дисперсий остаточных скоростей происходит медленно, вследствие чего большое время релаксации может на много порядков превосходить время релаксации для отдельной точки.

Состояние, квазистационарное в целом, также сначала устанавливается в центре системы, а потом распространяется на периферию. Возможно, что состоянием, квазистационарным в каждой точке, еще не будет охвачена вся система, а в ее центре уже образуется значительная область, квазистационарная в целом. Большое время релаксации для данной области (которая всегда односвязна и симметрична относительно оси и плоскости симметрии системы) зависит от значения  $\gamma$  на границе этой области.

Как показал Л. Э. Гуревич (1954), образующаяся в центральной части системы область, квазистационарная в целом, вызывает утолщение системы в данном месте.

Определим, какие свойства характерны для функции распределения остаточных скоростей на различных стадиях эволюции системы.

У систем нестационарных никаких ограничений для функции распределения остаточных скоростей нет.

Если рассматриваемая область системы стационарна в регулярном поле, то распределение малых остаточных скоростей, как это было показано в § 159, обладает тем свойством, что в плоскости симметрии системы проекции скорости на плоскость симметрии распределены по эллиптическому закону.

Если при этом рассматриваемая область нестационарна в иррегулярном поле, то в совокупности с компонентом, параллельным оси симметрии системы, эллипсоидального распределения нет, и дисперсия остаточных скоростей в этом третьем направлении, вообще говоря, произвольна (но, конечно, ограничена). Поэтому отношение дисперсий распределений остаточных скоростей звезд в направлениях на центр системы вдоль вектора скорости центроида

и параллельно оси симметрии системы  $\left(1 : \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1^2} : \frac{\sigma_3^2}{\sigma_1^2}\right)$  составляет

$$1 : \frac{-B}{A-B} : \frac{\sigma_3^2}{\sigma_1^2}. \quad (214)$$

Если рассматриваемая область стационарна (квазистационарна) в регулярном и иррегулярном полях, то характер распределения зависит от того, что больше — время релаксации  $\tau$  в точках данной области или величина

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{B(B-A)}},$$

равная согласно результатам § 159 периоду, в течение которого конец проекции вектора остаточной скорости описывает эллипс в регулярном поле.

Если  $\tau$  велико в сравнении с  $T$ , то распределение остаточных скоростей будет эллипсоидальным и согласно данным § 158 отношение дисперсий скоростей в трех направлениях (в данном случае квадратов полуосей эллипсоида) будет равно

$$1 : \frac{-B}{A-B} : 1. \quad (215)$$

Если же  $\tau$  мало в сравнении с  $T$ , т. е. иррегулярные силы срабатывают быстрее регулярных (этот случай в звездных системах должен встречаться редко), то распределение скоростей будет максвелловским, сферическим, т. е. отношения осей эллипсоида равны

$$1 : 1 : 1. \quad (216)$$

Если область квазистационарна в целом, то в этом случае  $A=0$  и независимо от того, что больше,  $\tau$  или  $T$ , отношение осей эллипсоида равно (216).

Наблюдения показывают, что отношение дисперсий остаточных скоростей в трех указанных направлениях у близких звезд удовлетворяет условию (214).

Величина  $\frac{-B}{A-B}$ , полученная из данных о вращении Галактики (см. § 150)

равна 0,44, а  $\frac{\sigma_2^2}{\sigma_1^2} = 0,43$ . Что касается  $\frac{\sigma_3^2}{\sigma_1^2}$ , то оно равно 0,25. Поэтому можно утверждать, что окружающая Солнце область Галактики стационарна в регулярном поле и нестационарна в иррегулярном поле.

Другим наблюдательным фактом, позволяющим судить о стадии эволюции звездных систем, является наличие у спиральных галактик, схожих с Галактикой, выпуклых, твердотельно вращающихся ядер. Спектральные линии, получаемые от центральных областей галактик, обнаруживают наклон, но остаются прямыми, что свидетельствует о твердотельном вращении. Выпуклость ядер указывает на то, что эти области систем эволюционируют как системы сферической эволюционной последовательности и прошли значительный эволюционный путь.

Из этого сопоставления можно заключить, что Галактика находится на той стадии эволюции, когда она стационарна в регулярном поле, состояние, квазистационарное в каждой точке, установилось в значительной части системы, но еще не распространилось на периферию (в том числе на окрестности Солнца), центральная же область достигла состояния, квазистационарного в целом.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XX

1. Агекян Т. А., Эволюция вращающихся систем гравитирующих тел, Астрон. журн. 35, 26, 1958.
2. Агекян Т. А., Вероятность звездного сближения с заданным изменением абсолютной скорости, Астрон. журн. 36, 41, 1959.

3. А г е к я н Т. А., Функция распределения скоростей и темп диссипации в системах гравитирующих тел, Астрон. журн. 36, 183, 1959.
4. А м б а р ц у м я н В. А., К вопросу о динамике открытых скоплений, Уч. зап. Ленинградск. гос. ун-та, № 2, вып. 4, 1938.
5. Г у р е в и ч Л. Э., Эволюция звездных систем, Вопросы космогонии 2, 151, 1954.
6. Г у р е в и ч Л. Э., Л е в и н Б. Ю., Эволюция систем гравитирующих тел, ДАН СССР 70, № 5, 781.
7. К у з м и н Г. Г., Третий интеграл движения звезд и динамика стационарной Галактики, Публикации Тартуск. астрон. обсерв. 32, № 5, 332, 1953.
8. К у з м и н Г. Г., К вопросу о величине динамического параметра  $C$  и плотности материи в окрестности Солнца, Публикации Тартуск. астрон. обсерв. 33, № 1, 3, 1955.
9. О г о р о д н и к о в К. Ф., Основы динамики вращающихся звездных систем, Успехи астрон. наук 4, 3, 1948.
10. О г о р о д н и к о в К. Ф., Динамика звездных систем, Физматгиз, 1958.
11. П а р е н а г о П. П., О гравитационном потенциале Галактики, ч. I, Астрон. журн. 27, № 6, 1950; ч. II, Астрон. журн. 29, № 3, 1952.
12. П а р е н а г о П. П., Курс звездной астрономии, изд. 3-е, Гостехиздат, 1954.
13. С а ф р о н о в В. С., Плотность материи в Галактике в окрестностях Солнца, Астрон. журн. 29, № 2, 1952.
14. Ч а н д р а с е к а р С., Принципы звездной динамики (пер. с англ.), Изд-во иностр. лит-ры, 1948.
15. J e a n s J. H., Problems of cosmogony and stellar dynamics, Cambridge, 1919.
16. L i n d b l a d B., Die milchstrasse, Handbuch der Astrophysik, Bd. 5, 1—2, 1933.
17. L i n d b l a d B., Arkiv för matem., Astronomi och fysik 20A, N7, 1927.
18. O o r t J. H., Dynamics of the galactic system in the vicinity of the sun, Bull. Astron. Inst. Netherl. 4, N 159, 1928.
19. O o r t J. H., The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problem, Bull. Astron. Inst. Netherl. 6, № 38, 1932.
20. P a h l e n E., Lehrbuch der Stellarstatistik, Leipzig, 1937.
21. S p i t z e r L., S c h w a r z s c h i l d H., The possible influence of interstellar clouds on stellar velocities, I, ApJ 114, 385—397, 1951; II, ApJ 118, 106—112, 1953.

## ГЛАВА XXI

### ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

§ 169. Введение. Заметная часть звезд Галактики объединена в группы различной численности. Эта существенная черта нашей звездной системы характерна и для других спиральных галактик, а также для неправильных галактик. Вероятно, она свойственна и эллиптическим галактикам.

В гл. III—V описаны двойные и кратные звезды, представляющие собой физические системы из двух или нескольких звезд. Другим типом звездных объединений являются звездные скопления — объединения более высокой численности и более сложной структуры. Звездные скопления содержат в себе двойные и кратные звезды как элемент состава.

Различают два основных вида звездных скоплений: рассеянные и шаровые. Эти два вида резко отличаются друг от друга своими физическими свойствами.

Для обозначения скоплений обычно пользуются Новым общим каталогом (New General Catalogue) туманностей и скоплений, составленным Дрейером в 1888 г. Например, объект, стоящий под № 6649 в этом каталоге (в данном случае скопление) обозначается NGC 6649. В 1895 г. и 1908 г. Дрейер издал дополнения к своему каталогу, так называемые Индекс-каталоги (Index Catalogues); соответствующее обозначение — IC. Пользуются также каталогом Мессье, изданным в 1784 г. (соответствующее обозначение M), однако этот каталог постепенно выходит из употребления. Еще реже используется изданный в 1915 г. каталог Мелотта (обозначение Me).

Наиболее известные скопления имеют специальные названия, например, Плеяды, Гиады,  $\eta$  и  $\chi$  Персея.

§ 170. Рассеянные звездные скопления. Рассеянные звездные скопления называют еще открытыми скоплениями, а также иногда галактическими скоплениями. Последний термин, вызванный стремлением подчеркнуть сильную галактическую концентрацию рассеянных скоплений, неудачен, так как шаровые скопления тоже являются галактическими объектами. Термин «открытое скопление» был введен в восьмидесятых годах XVIII в. В. Гершелем, первым поставившим задачу исследования этих объектов. На рис. 182 приведена фотография рассеянного скопления NGC 2362, полученная на 100-луксовом телескопе.

Число наблюдаемых звезд в рассеянных скоплениях составляет от нескольких десятков до нескольких сотен. В NGC 2099 около 1000 звезд. Количество звезд, действительно содержащихся в скоплениях, должно существенно превосходить число наблюдаемых звезд, в особенности у далеких рассеянных скоплений, так как наблюдению в них доступны лишь звезды относительно высокой светимости.

Рассеянные скопления проявляют себя как отдельные участки повышенной поверхностной плотности в видимом распределении звезд. Границы таких участков весьма неопределенны. Глазомерная оценка видимых размеров



рассеянных скоплений всегда дает заниженный результат. Более надежен метод звездных подсчетов. В применении к звездам до  $9^m,0$  в Плеядах он приводит к результатам, приведенным в табл. 1.

Таблица 1

| Расстояние<br>от центра | Число звезд | Число звезд<br>на<br>1 кв. градус | Вероятное число |                    |
|-------------------------|-------------|-----------------------------------|-----------------|--------------------|
|                         |             |                                   | звезд поля      | звезд<br>скопления |
| $0^\circ - 1^\circ$     | 63          | 20,0                              | 12              | 51                 |
| 1 — 2                   | 56          | 5,9                               | 36              | 20                 |
| 2 — 3                   | 79          | 5,0                               | 60              | 19                 |
| 3 — 4                   | 87          | 4,0                               | 84              | 3                  |
| 4 — 5                   | 104         | 3,7                               | 108             | —4                 |

Во втором столбце табл. 1 приведены результаты подсчетов звезд в кольцевых зонах, центр которых совпадает с точкой наибольшего сгущения поверхностной звездной плотности; радиусы зон даны в первом столбце. Третий столбец показывает, что поверхностная звездная плотность сначала



Рис. 182.

быстро убывает с удалением от центра, но затем спад замедляется и прекращается. Можно считать, что средняя звездная плотность для двух последних зон составляет 3,8 звезды на квадратный градус и вызвана только звездами поля. Это позволяет вычислить ожидаемое число звезд поля и скопления в каждом кольце.

Таким образом, скопление простирается примерно на  $3^\circ$  от центра и пятый столбец показывает, что вероятное число звезд до  $9^m$  в нем составляет 90.

Метод звездных подсчетов не позволяет выделить индивидуальные члены скопления. Для решения этой задачи исследуют, во-первых, собственные движения звезд. Члены скопления должны иметь схожие собственные движения. Кроме того, изучаются лучевые скорости, так как и лучевые скорости членов скопления должны быть почти одинаковыми. Строится, наконец, диаграмма показатель цвета — видимая величина. Эта диаграмма должна получиться совершенно того же вида, что и диаграмма показатель цвета — абсолютная величина, но в зависимости от расстояния скопления она окажется смещенной по ординате. Она будет также немного смещена по абсциссе из-за избирательного поглощения. Звезды скопления расположатся на диаграмме вдоль полосы главной последовательности, а в случаях, когда имеются красные гиганты, также и вдоль ветви гигантов. Звезды же поля уклонятся от этих мест.

Сочетание всех трех методов отбора позволяет достаточно надежно выделить члены скопления, так как применение диаграммы показатель цвета — видимая величина обеспечивает отбор звезды, находящейся внутри скопления, а отбор по собственным движениям и лучевым скоростям гарантирует общую пространственную скорость звезды и скопления.

Предположение, что пространственные скорости звезд, принадлежащих одному и тому же скоплению, одинаковы, не может быть вполне точным. В скоплении должны происходить внутренние движения. Однако изучение рассеянных скоплений показало, что скорости внутренних движений в скоплении малы в сравнении с пространственной скоростью центра инерции скопления относительно Солнца.

Состав открытых скоплений определяется звездным населением I типа по Бааде. На диаграмме показатель цвета — видимая величина всегда четко обозначена главная последовательность. Ветвь гигантов в большинстве случаев отсутствует. Если же она все-таки имеется, то представлена небольшим числом звезд.

В рассеянных скоплениях часто встречаются звезды с металлическими линиями. Много звезд с эмиссионными линиями Be. Имеются признаки существования белых карликов. Есть двойные звезды. Что касается переменных звезд, то до недавнего времени считали, что рассеянные скопления совершенно лишены их. Однако за последние годы в нескольких рассеянных скоплениях удалось обнаружить около десятка цефеид. Имеются также переменные типа Т Тельца, звезды с переменными спектрами, затменные переменные. Совершенно нет короткопериодических цефеид. Необходимо иметь в виду, что переменные звезды составляют очень малую долю всех звезд вообще. Так как рассеянные скопления являются сравнительно бедными звездами образованиями, то нельзя ожидать в них значительного числа переменных звезд.

Диаграмма показатель цвета — видимая величина для скоплений строится значительно увереннее, чем диаграмма показатель цвета — абсолютная величина для звезд галактического поля. Это объясняется тем, что в последней вследствие ошибок в определении расстояний искусственно увеличивается дисперсия абсолютных величин звезд данного показателя цвета. Для скоплений же этот источник дисперсии не действует, так как звезды скопления находятся практически на одинаковом расстоянии от наблюдателя. Поэтому значение диаграмм показатель цвета — видимая величина, построенных для рассеянных скоплений, выходит за рамки проблемы звездных скоплений. Они могут быть использованы для более подробного изучения свойств диаграммы показатель цвета — абсолютная величина, и, следовательно, имеют значение для космогонии звезд.

На рис. 183 представлена диаграмма показатель цвета — видимая величина для Плеяд в системе показателей цвета Джонсона — Моргана, построенная Митчеллом и Джонсоном в 1957 г. Обращает на себя внимание отсутствие ветви красных гигантов — нет ни одного ее представителя. Доминирует главная последовательность, достаточно равномерно заполненная на всем ее наблюдаемом протяжении. Красные карлики не наблюдаются, по-видимому, вследствие их слабости.

Несколько иной вид имеет диаграмма для NGC 6530 (Уокер, 1957) (рис. 184). Здесь есть ветвь красных гигантов. В то же время звезды самого раннего класса имеют показатель цвета, равный нулю, т. е. относятся к спектральному классу A0. Таким образом, горячих гигантов в скоплении NGC 6530 нет.

Приведем также диаграмму спектр — абсолютная величина, построенную Мендозой (1956) для Плеяд (рис. 185).

Классификация рассеянных скоплений была впервые произведена В. Гершелем. Эта классификация основывалась на структурных особенностях

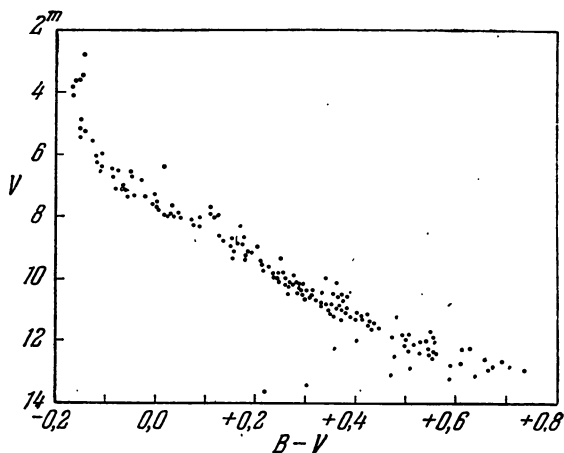


Рис. 183.

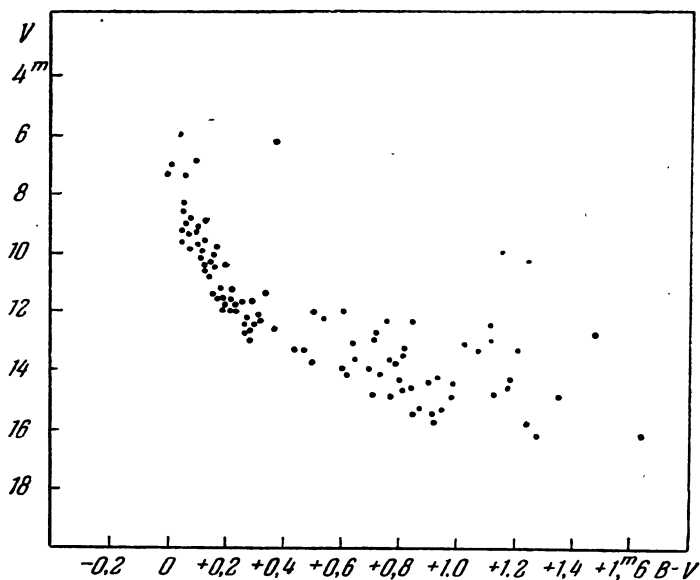


Рис. 184.

стях и различиях во внешнем виде и распространялась не только на рассеянные скопления, но и на туманности.

Более подробно разработанную классификацию рассеянных скоплений предложил Р. Тремплер. Она основана на особенностях звездного состава и структуры рассеянных скоплений. Для характеристики звездного состава

употребляются арабские цифры и латинские строчные буквы. Цифра 1 означает, что ветвь гигантов отсутствует полностью, цифра 2 — что эта ветвь представлена слабо, а цифра 3 — что большинство звезд в скоплении красные и желтые. Латинская буква указывает, с какого спектрального класса начинается главная последовательность. Например, Плеяды относятся

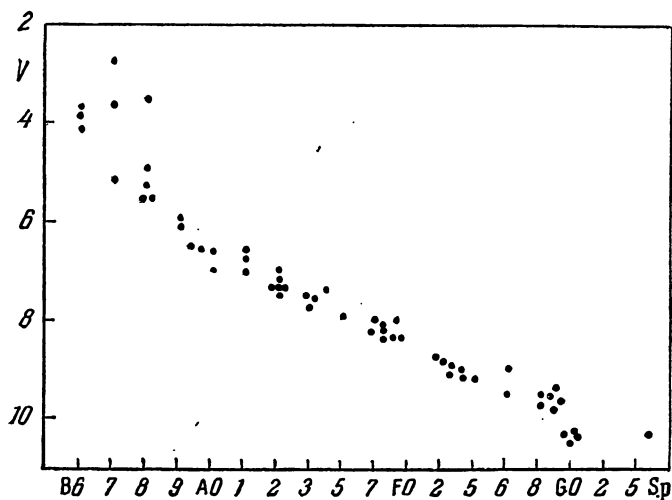


Рис. 185.

к классу 1b, так как ветвь гигантов у них отсутствует, а главная последовательность начинается со звезд класса В.

Распределение ста рассеянных скоплений согласно классификации Тремпера дано в табл. 2.

Таблица 2

|       | О  | b  | f — a | a  | a — f | f | Всего |
|-------|----|----|-------|----|-------|---|-------|
| 1     | 7  | 24 | 5     | 3  | 0     | 0 | 39    |
| 1—2   | 3  | 15 | 10    | 3  | 0     | 0 | 31    |
| 2     | 0  | 1  | 5     | 18 | 1     | 1 | 26    |
| 2—3   | 0  | 0  | 0     | 3  | 0     | 0 | 3     |
| 3     | 0  | 0  | 0     | 1  | 0     | 0 | 1     |
| Всего | 10 | 40 | 20    | 28 | 1     | 1 | 100   |

Концентрация больших чисел близ диагонали таблицы показывает, что скопления со звездами О — В фактически лишены красных гигантов. Такие скопления наиболее многочисленны. В том же случае, когда главная последовательность начинается со звезд класса А, красные гиганты представлены.

Таким образом, в рассеянных скоплениях горячие гиганты и холодные гиганты как бы избегают друг друга. Это обстоятельство имеет большое космогоническое значение и означает, что либо в каждом скоплении условия таковы, что благоприятствуют образованию одного типа гигантов и препятствуют образованию гигантов другого типа, либо в рассеянных скоплениях при их формировании образуются звезды-гиганты одного типа, а потом эти звезды эволюционируют в гиганты другого типа. Последнюю точку зрения

в настоящее время развивают многие американские астрономы, считающие, что в рассеянных скоплениях путем их сопоставления можно проследить эволюцию горячих гигантов в красные гиганты.

Горячие гиганты в рассеянных скоплениях имеют более высокую светимость, чем красные гиганты. Красных сверхгигантов в рассеянных скоплениях нет, белые же и голубые сверхгиганты встречаются часто. В то же время необходимо учитывать, что большое число *o*- и *b*-скоплений вызвано отчасти наблюдательной селекцией. Скопления этих типов легче обнаруживаются.

Для характеристики структуры рассеянных скоплений Тремплер употребляет римские и арабские цифры и латинские буквы, которые означают:

- I — скопление с сильной концентрацией к центру,
- II — скопление с умеренной концентрацией к центру,
- III — скопление без концентрации к центру,
- IV — скопление, почти сливающееся с фоном,
- 1 — все видимые звезды имеют одинаковую яркость,
- 2 — наблюдается постепенный переход от ярких звезд к слабым,
- 3 — скопление состоит из группы ярких и группы слабых звезд;
- p — скопление, бедное звездами (менее 50 звезд),
- m — скопление умеренной численности (от 50 до 100 звезд),
- г — богатое звездами скопление (свыше 100 звезд).

Плеяды, например, согласно классификации Тремплера принадлежат к типу bIIIг.

Классификация рассеянных скоплений, данная Тремплером, имеет тот недостаток, что введенные им характеристики видимой структуры часто не столько способствуют выделению физически однотипных систем, сколько объединяют скопления, находящиеся на одинаковом расстоянии и имеющие сходные условия видимости. Так, у далеких скоплений концентрация звезд к центру кажется более сильной, чем у близких. У далеких скоплений наблюдаются только самые яркие звезды и потому эти скопления должны казаться бедными звездами и все видимые звезды должны иметь примерно одинаковый блеск.

Новую классификацию рассеянных скоплений разрабатывает Б. Е. Маркарян. Сохранив идею классификации скоплений по звездному составу, он рассматривает три класса скоплений: *O*, *B* и *A*. При этом к скоплениям *O* относятся те, в которых наиболее яркие звезды принадлежат к спектральным классам *O* и *B0*, к скоплениям *B* — те, у которых наиболее яркие звезды имеют классы *B1* — *B5* и к скоплениям *A* — те скопления, у которых яркие звезды имеют классы *B6* — *A3*.

Отказавшись от применения тех свойств видимой структуры, которые могут быть результатом вариации расстояния, Б. Е. Маркарян использует для классификации *O*-скоплений особенности тонкой структуры скоплений, исследованные в Бюраканской обсерватории. Согласно его предложению к подтипу *O<sub>я</sub>* следует отнести скопления, содержащие в себе в качестве ядра одну или несколько кратных звезд типа Трапеции Ориона; подтип *O<sub>ц</sub>* составляют скопления, в которых наблюдаются прямолинейные или дугообразные звездные цепочки; в подтип *O<sub>р</sub>* входят скопления, разделенные на две части свободным от звезд коридором, а скопления, связанные со светлыми газовыми туманностями, объединяются в подтип *O<sub>н</sub>*.

Если скопление обладает несколькими из перечисленных деталей тонкой структуры, то при букве *O* ставятся все соответствующие индексы.

Для определения расстояний до рассеянных скоплений применяется четыре метода: метод светимостей звезд, метод диаметров, метод лучевых скоростей и метод спектральных параллакс. Из них наиболее употребительны первые два метода.

Чтобы применить метод светимостей звезд, необходимо определить спектральный класс и видимую величину возможно большего числа звезд скопления. После того как разделены гиганты и карлики и по возможности исключены звезды поля, вычисляется средняя видимая величина  $\overline{m}_s$  звезд каждого спектрального класса. Эта величина сравнивается со средней абсолютной величиной  $\overline{M}_s$  звезд данного спектрального класса. Расстояние определяется по формуле

$$\lg r = \frac{1}{5} [\overline{m}_s - \overline{M}_s - A(r)] + 1. \quad (1)$$

Поглощение света  $A(r)$  лучше всего определять по избыткам цвета тех же звезд. Можно также применять формулу П. П. Паренаго:

$$A(r) = \frac{a_0 \beta}{\sin b} \left( 1 - e^{-\frac{r \sin b}{\beta}} \right).$$

Метод диаметров применяется для далеких рассеянных скоплений и основан на предположении, что скопления одного и того же типа имеют одинаковые линейные размеры. Для его использования необходимо знать среднюю величину диаметров  $D_c$  скоплений данного типа: Величина  $D_c$  может быть получена по близким скоплениям, в которых спектры звезд определяются надежнее и у которых ошибка при учете поглощения не играет существенной роли. Если  $D_c$  известно, то расстояние до скопления того же типа определяется по формуле

$$r = 3438 \frac{D_c}{d}, \quad (2)$$

в которой  $D_c$  дано в парсеках, а угловой диаметр  $d$  скопления выражен в минутах.

Метод диаметров широко применялся Тремплером, который считал основным достоинством этого метода то, что коль скоро  $D_c$  определено, в дальнейшем расстояния скоплений уже не искажаются поглощением света. Однако, как показала К. А. Бархатова, это утверждение не вполне точно. Вследствие пятнистого характера поглощения света отдельные участки скоплений могут ослабляться, что ведет к преуменьшению угловых размеров скоплений. Этот эффект должен сильнее сказываться на больших расстояниях.

Расстояния рассеянных скоплений можно определять и комбинированным методом. Для каждого скопления справедливы равенства

$$\begin{aligned} 5 \lg r_i + ar_i &= \overline{m}_s - \overline{M}_s + 5, \\ \lg D_c - \lg r_i &= \lg d - 3,536. \end{aligned}$$

Рассмотрев  $n$  скоплений, получим  $2n$  уравнений. Правые части их получаются из наблюдений. Левые части содержат  $n$  неизвестных  $r_i$  и  $k$  неизвестных  $D_c$  (по числу типов скоплений) и неизвестный коэффициент поглощения  $a$ . Так как  $2n > n + k + 1$ , то система является избыточной и может быть решена способом наименьших квадратов. Применяя этот метод, Тремплер впервые получил величину среднего коэффициента поглощения света в направлениях, близких к плоскости Галактики.

Определение расстояний рассеянных скоплений по лучевым скоростям основано на данных о вращении Галактики. Сначала формула

$$v_r = k_1 + k_2 r \cos^2 b + Ar \cos^2 b \sin 2(l - l_0) \quad (3)$$

(см. § 149) применяется для скоплений (числом больше четырех), у которых известны не только лучевые скорости, но и определенные каким-нибудь другим методом расстояния. Способом наименьших квадратов определяются параметры  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $A$  и  $l_0$  вращения системы рассеянных скоплений. Когда

параметры определены, формула (3) позволяет по известной лучевой скорости рассеянного скопления вычислить его расстояние.

Так как коэффициент  $k_2$  ( $k$ -эффект) мал в сравнении с постоянной Оорта  $A$ , то определение расстояний по формуле (3) для скоплений, галактическая долгота которых, отнесенная к направлению на центр Галактики, близка к значениям  $0, 90, 180$  и  $270^\circ$ , выполняется ненадежно.

Определение диаметров рассеянных скоплений показывает, что они лежат в пределах от полутора до  $15$  пс. Тремплер получил распределение ста скоплений по диаметрам, которое приведено в табл. 3.

Таблица показывает, что подавляющая часть рассеянных скоплений имеет диаметры от  $2$  до  $7$  пс. Мода распределения  $\approx 4$  пс, а средняя  $\approx 5$  пс.

Скопления с большой концентрацией имеют в среднем меньшие размеры. Средние диаметры типов I, II, III и IV равны по Тремплеру соответственно  $4,0; 4,4; 5,9$  и  $10,3$ .

Средняя пространственная звездная плотность открытых скоплений составляет от  $1$  до  $5$  звезд на  $1$  пс<sup>3</sup>, т. е. она на  $1-1 \frac{1}{2}$  порядка выше, чем в галактическом поле в окрестностях Солнца. В центральных областях скоплений звездная плотность еще выше и составляет, например, для NGC 6705 до  $80$  звезд на  $1$  пс<sup>3</sup>. Необходимо к тому же учитывать, что не все имеющиеся в скоплениях звезды наблюдаются и потому фактическая звездная плотность в них выше, чем определяемая. Так как рассеянные скопления состоят из звезд сравнительно высоких светимостей, то среднюю массу звезд скопления можно считать примерно равной массе Солнца (в окрестностях Солнца средняя масса звезд приблизительно равна  $0,42$  массы Солнца). Поэтому средняя плотность материи в рассеянных скоплениях составляет  $1-5$  масс Солнца на  $1$  пс<sup>3</sup>.

Число известных в настоящее время рассеянных скоплений превышает  $500$ . Они образуют ярко выраженную плоскую подсистему. Степень галактической концентрации рассеянных скоплений может быть охарактеризована их распределением по галактическим широтам, составленным по данным списка Хогг (1959) (см. табл. 4).

Преобладание числа рассеянных скоплений с отрицательными галактическими широтами над числом скоплений с положительными галактическими широтами объясняется, по-видимому, возвышением Солнца над плоскостью Галактики.

Несмотря на асимметричное положение Солнца в Галактике, распределение рассеянных скоплений по долготам приблизительно равномерное. Это показывает, что рассеянные скопления имеют очень слабую концентрацию к центру Галактики (как и должно быть у объектов плоских подсистем) и что они достаточно многочисленны в направлениях на внешние области Галактики.

Рассмотрим распределение по расстояниям. Так как подсистема рассеянных скоплений очень сильно сжата, то объемы, соответствующие интервалам расстояний, избранным в таблице, можно рассматривать как кольца.

Таблица 3

| Диаметры | Число скоплений | Диаметры | Число скоплений |
|----------|-----------------|----------|-----------------|
| 0—1      | 0               | 7—8      | 4               |
| 1—2      | 1               | 8—9      | 1               |
| 2—3      | 18              | 9—10     | 4               |
| 3—4      | 25              | 10—11    | 1               |
| 4—5      | 21              | 11—12    | 3               |
| 5—6      | 13              | 12—13    | 1               |
| 6—7      | 7               | 13—14    | 0               |
|          |                 | 14—15    | 1               |

Таблица 4

| Галактическая широта | Число скоплений | Галактическая широта | Число скоплений | Расстояние, килопарсеки | Число скоплений |
|----------------------|-----------------|----------------------|-----------------|-------------------------|-----------------|
| — 90° — — 30°        | 4               | 0° — 40°             | 21              | < 0,5                   | 46              |
| — 30° — — 15°        | 13              | 40° — 80°            | 52              | 0,5 — 1,0               | 131             |
| — 15° — — 6°         | 43              | 80° — 120°           | 74              | 1,0 — 1,5               | 115             |
| — 6° — — 0°          | 231             | 120° — 160°          | 40              | 1,5 — 2,0               | 74              |
| 0° — + 6°            | 167             | 160° — 200°          | 72              | 2,0 — 2,5               | 33              |
| + 6° — + 15°         | 42              | 200° — 240°          | 71              | 2,5 — 3,0               | 34              |
| + 15° — + 30°        | 10              | 240° — 280°          | 56              | 3,0 — 4,0               | 19              |
| + 30° — + 90°        | 4               | 280° — 320°          | 62              | > 4,0                   | 33              |
|                      |                 | 320° — 360°          | 65              |                         |                 |
| Всего                | 516             | Всего                | 516             | Всего                   | 439             |

и их величины относятся как  $1 : 3 : 5 : 7 : 9 : 11 : 28 : \infty$ . Мы видим, что числа скоплений в первых двух интервалах почти пропорциональны объемам соответствующих колец, а в следующих интервалах число скоплений показывает все возрастающий недостаток. Это явление можно объяснить тем, что рассеянные скопления близ плоскости Галактики распределены приблизительно равномерно и до расстояния 1 *кпс* выявлены почти все скопления. Более же удаленные скопления выявлены не все и, разумеется, доля невыявленных скоплений растет по мере увеличения расстояния. Так как в радиусе 1 *кпс* имеется 187 скоплений, а радиус Галактики примерно в 12 раз больше, то общее число рассеянных скоплений можно оценить в  $187 \times 12^2 \approx 27\,000$ .

Интегральная абсолютная величина рассеянных скоплений очень мало зависит от общего числа звезд и определяется фактически светимостью их наиболее ярких звезд. Кривая распределения скоплений по абсолютным величинам имеет максимум около  $-3^m,5$ , причем наблюдается отклонение от нормального распределения в сторону избытка числа скоплений с большими светимостями.

Приводим табл. 5 основных данных для 12 рассеянных скоплений.

Таблица 5

| NGC    | $l$   | $b$    | $R'$ | $r_{nc}$ | $m$ | $m^*$ | $N$ |
|--------|-------|--------|------|----------|-----|-------|-----|
| 457    | 94,4  | — 3,9  | 10   | 1400     | 8,0 | 8,6   | 100 |
| 1039   | 111,7 | — 14,8 | 18   | 400      | 5,8 | 8,6   | 80  |
| Ясли   | 114,8 | — 6,2  | 240  | 150      | 2,3 | 5,0   | 40  |
| Плеяды | 134,7 | — 22,2 | 100  | 120      | 1,6 | 4,2   | 130 |
| 2099   | 145,3 | + 4,5  | 20   | 800      | 6,2 | 9,7   | 150 |
| 2168   | 154,3 | + 3,6  | 40   | 700      | 5,6 | 9,0   | 120 |
| 2632   | 173,3 | + 34,0 | 95   | 200      | 3,9 | 7,5   | 75  |
| 3228   | 248,6 | + 4,8  | 20   | 500      | 6,4 | 10,1  | ?   |
| 3114   | 250,9 | + 3,6  | 30   | 500      | 4,5 | 7,0   | 100 |
| 3532   | 257,4 | + 1,5  | 60   | 400      | 3,4 | 8,1   | 130 |
| 6405   | 324,3 | — 2,0  | 25   | 400      | 4,6 | 8,3   | 50  |
| 6705   | 355,0 | — 4,3  | 10   | 1700     | 6,8 | 12,0  | 200 |

Здесь  $R'$  означает радиус скопления в минутах дуги,  $r_{nc}$  — расстояние в парсеках,  $m$  — интегральную величину скопления,  $m^*$  — видимую вели-



чину его ярчайшей звезды,  $N$  — оценку числа обнаруживаемых членов скопления.

§ 171. Движущиеся скопления. Обозначим вектор пространственной скорости центра инерции рассеянного скопления относительно Солнца  $V$ . Точку на небе, определяемую направлением, параллельным  $V$ , назовем радиантом скопления. В эту точку должны быть почти точно направлены все собственные движения звезд скопления, если скопление удаляется от Солнца. Если же скопление приближается к Солнцу, то векторы собственных движений расходятся из антирадианта. Пусть  $A$  и  $D$  — экваториальные координаты радианта. Тогда компоненты  $V$  по прямоугольным координатам в экваториальной системе равны

$$X = V \cos A \cos D, \quad Y = V \sin A \cos D, \quad Z = V \sin D. \quad (4)$$

Для определения координат радианта напомним уравнения Эри (см. формулы (6) и (21) гл. XIX):

$$-X \sin \alpha + Y \cos \alpha = k r \mu_{\alpha} \cos \delta, \quad (5)$$

$$-X \cos \alpha \sin \delta - Y \sin \alpha \sin \delta + Z \cos \delta = k r \mu_{\delta}, \quad (6)$$

в которых мы изменили знак левой части, так как рассматривается не скорость Солнца относительно скопления, а скорость скопления относительно Солнца. Эти уравнения могут быть написаны для каждой звезды скопления, причем внутренние движения звезд в скоплении будут играть роль случайных ошибок в определении  $\mu_{\alpha}$  и  $\mu_{\delta}$ . Полученные избыточные системы уравнений (5) и (6) позволяют в принципе способом наименьших квадратов найти  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , что определит радиант скопления.

На практике, однако, этот метод к большей части скоплений неприменим. Обычно рассеянные скопления занимают небольшой участок неба и потому коэффициенты при неизвестных в уравнениях (5) и (6) очень мало изменяются от звезды к звезде. Вследствие этого определитель нормальной системы оказывается близким к нулю и ошибки неизвестных получаются столь большими, что найденные значения  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  фактически никакого смысла не имеют. Так как в этом случае и правые части равенств мало отличаются друг от друга, то избыточные системы вырождаются в два уравнения, (5) и (6), указывающие лишь на то, что радиант находится на большом круге, задаваемом направлением среднего собственного движения звезд скопления.

Некоторые рассеянные скопления, однако, занимают столь значительный участок поверхности неба, что коэффициенты при неизвестных в условных уравнениях (5) и (6) существенно отличаются друг от друга, и неизвестные  $X$ ,  $Y$ , и  $Z$  определяются достаточно уверенно.

На практике, ввиду того что  $r$  неизвестно, его исключают из (5) и (6) и, следуя Шарлье, рассматривают избыточную систему

$$X(\mu_{\delta} \sin \alpha - \mu_{\alpha} \cos \delta \cos \alpha \sin \delta) - Y(\mu_{\delta} \cos \alpha + \mu_{\alpha} \cos \delta \sin \alpha \sin \delta) + \\ + Z \mu_{\alpha} \cos^2 \delta = 0, \quad (7)$$

которая позволяет определить отношения  $X:Y:Z$ . Этого достаточно для нахождения координат радианта по формулам

$$\operatorname{tg} A = \frac{Y}{X}; \quad \operatorname{tg} D = \frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2}}.$$

Звездные скопления, для которых удается определить радиант, обычно называют движущимися скоплениями. Исторически это название утвердилось потому, что некоторые движущиеся скопления были обнаружены именно вследствие сходства собственных движений входящих в них звезд. Так,

движущееся скопление, к которому принадлежат 13 звезд Большой Медведицы, было обнаружено потому, что пять из семи ярких звезд этого созвездия имеют почти одинаковые собственные движения.

Фактически же движущиеся скопления — это рассеянные скопления, которые вследствие близости к нам имеют значительные угловые размеры. Последнему способствует также малая звездная плотность некоторых рассеянных скоплений.

Для уточнения положения радианта полезно применить дифференциальный метод, заключающийся в следующем. Пусть  $A_1$  и  $D_1$  — приближенные координаты радианта,  $\theta$  — позиционный угол собственного движения звезды,  $\Delta\theta$  — угол между направлением собственного движения звезды и направлением от звезды на радиант. Разделив уравнение (6) на (5), находим:

$$-\frac{X \cos \alpha \sin \delta - Y \sin \alpha \sin \delta + Z \cos \delta}{-X \sin \alpha + Y \cos \alpha} = \frac{\mu_\alpha \cos \delta}{\mu_\delta} = \operatorname{ctg} \theta. \quad (8)$$

Дифференцируя это равенство и учитывая, что  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  выражаются через  $A_1$  и  $D_1$  (4), находим:

$$g \Delta A + h \Delta D = -\operatorname{cosec}^2 \theta \Delta \theta. \quad (9)$$

Здесь  $g$  и  $h$  — известные функции  $\alpha$ ,  $\delta$ ,  $A_1$  и  $D_1$ , которые легко вычисляются. При написании (9) мы заменили дифференциалы ошибками, что допустимо, если считать ошибки малыми.

Равенство (9) пишется для каждой звезды. Так как  $\Delta\theta$  может быть вычислена, то избыточная система (8) позволяет определить поправки  $\Delta A$  и  $\Delta D$  к координатам радианта.

Радиант движущегося скопления может быть найден аналогичным образом и по лучевым скоростям звезд. Для этого используется уравнение

$$X \cos \alpha \cos \delta + Y \sin \alpha \cos \delta + Z \sin \delta = v_r, \quad (10)$$

которое обычно применяется для определения апекса Солнца (см. формулу (24) гл. XIX). При этом определяются не отношения  $X : Y : Z$ , а сами величины  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , что позволяет вычислить не только координаты радианта, но и величину пространственной скорости скопления.

Если  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , полученные по собственным движениям звезд скопления или по лучевым скоростям, исправить за движение Солнца в пространстве, то найденные  $X'$ ,  $Y'$  и  $Z'$  определяют координаты радианта, исправленного за движение Солнца. Этот радиант представляет собой точку, определяемую направлением, параллельным вектору остаточной пространственной скорости центра инерции движущегося скопления.

Знание радианта (не исправленного за движение Солнца) позволяет получать надежные параллаксы отдельных звезд движущегося скопления.

В самом деле, равенство (10) можно записать в виде

$$V \cos \varrho = v_r,$$

где  $V$  — величина пространственной скорости звезды движущегося скопления относительно Солнца, а  $\varrho$  — угол между направлением на радиант скопления и на звезду. Достаточно иметь лучевую скорость одной только звезды скопления, чтобы определить  $V$ , общее для всех звезд скопления. В таком случае из равенства

$$V \sin \varrho = v_t = 4,74 \mu$$

можно получить расстояние звезды

$$r = \frac{V \sin \varrho}{4,74 \mu}, \quad (11)$$

если известно ее собственное движение. Определенные этим путем так называемые *г р у п п о в ы е* параллаксы звезд обладают значительной точностью. Эта точность тем выше, чем ближе звезда и чем больше пространственная скорость движущегося скопления относительно Солнца.

В настоящее время известны семь движущихся скоплений. Три из них, Гиады, Плеяды и Ясли, обнаруживают себя как рассеянные скопления; непосредственно, т. е. в местах их расположения, наблюдается существенно повышенная поверхностная звездная плотность. Остальные четыре движущихся скопления, составленные из звезд созвездий Большая Медведица, Персей, Скорпион — Центавр, Волосы Вероники, обнаружены только благодаря сходству собственных движений входящих в них звезд. В этих скоплениях звездная плотность очень низка. Если учитывать только звезды, принадлежащие движущемуся скоплению, то она меньше, чем звездная плотность галактического поля. Так, например, в движущемся скоплении Большой Медведицы всего 13 звезд, занимающих объем приблизительно в  $300 \text{ пс}^3$ ; следовательно, звездная плотность звезд, принадлежащих скоплению Большой Медведицы, в три раза меньше, чем звездная плотность в окрестности Солнца. В трех других движущихся скоплениях этой группы звездная плотность еще ниже.

Таким образом, если не отличать движущихся скоплений от рассеянных, то следует прийти к выводу, что среди последних многие имеют очень низкую звездную плотность и могут быть обнаружены лишь в том случае, если они расположены близко к Солнцу, имеют большие собственные движения и поэтому проявляют себя как движущиеся скопления.

Иногда делаются попытки, основываясь на сходстве пространственных скоростей звезд, расположенных в самых различных участках неба и на разных расстояниях от Солнца, причислить эти звезды к одному движущемуся скоплению. Так, Роман (1949) и Балларио (1949) отнесли к движущемуся скоплению Большой Медведицы 135 и 290 звезд соответственно. Однако 135 звезд первого списка занимают огромный объем диаметром не менее  $500 \text{ пс}$ , включающий район, занятый Солнцем, Плеядами и Гиадами. Элементарный расчет показывает, что в таком объеме должно быть даже больше 135 звезд, пространственные скорости которых случайно близки к пространственным скоростям звезд скопления Большой Медведицы.

§ 172. Звездные ассоциации. Исследуя распределение по небу звезд О и звезд ранних подклассов В, В. А. Амбарцумян обнаружил, что эти звезды в отдельных участках неба образуют сгущения, которые не могут быть объяснены случайными флуктуациями в их видимом распределении. Эти сгущения нельзя объяснить и особенностями распределения в Галактике темной материи. Таким образом, горячие гиганты классов О — В2 образуют реальные группировки. Они были названы В. А. Амбарцумяном О-ассоциациями.

Изучением О-ассоциаций много занимались на Бюраканской обсерватории. В списке, опубликованном Б. Е. Маркаряном в 1952 г., содержится 19 О-ассоциаций, а также шесть вероятных О-ассоциаций.

Размеры ассоциаций заключены в пределах от 40 до  $200 \text{ пс}$ . Число звезд классов О — В2 в них колеблется от 10 до 100. Расстояние до самой удаленной из обнаруженных ассоциаций оценивается в  $2750 \text{ пс}$ . Все они, за исключением ассоциаций в Орионе, лежат в галактической плоскости, что естественно, так как горячие гиганты имеют очень сильную галактическую концентрацию. Ассоциация в Орионе занимает область, расположенную между галактическими широтами  $-10^\circ$  и  $-25^\circ$ .

Явление О-ассоциаций наблюдается, по-видимому, и в других спиральных галактиках. Сгустки и комья, из которых слагаются спиральные ветви галактик, должны представлять собой не что иное, как группировки звезд — бело-голубых гигантов и сверхгигантов.

Исследование структуры О-ассоциаций показало, что они обычно содержат в себе рассеянные звездные скопления, которые можно рассматривать как ядра ассоциаций. В эти скопления входят звезды классов О — В2, которые часто образуют неустойчивые конфигурации — звездные цепочки и кратные звезды типа Трапеции Орпона, т. е. такие кратные системы, в которых согласно определению В. А. Амбарцумяна имеется по крайней мере три звезды, расстояния между которыми сравнимы между собой. Многие О-ассоциации связаны с газовыми туманностями. В объеме О-ассоциаций наблюдается повышенное количество и звезд классов В3 — В9. Что касается звезд более поздних классов, то пока не установлено, является ли их плотность

в ассоциациях более высокой, чем в общем галактическом поле.

Для характеристики состава О-ассоциаций приведем диаграммы показатель цвета — видимая величина (рис. 186) и спектр — абсолютная величина (рис. 187), построенные Блау и Хильтнером (1959) для ассоциации Цефея III.

Имеются основания считать, что плотность материи в О-ассоциациях ниже той, которая необходима для устойчивости этих образований. Поэтому следует сделать вывод о неустойчивости О-ассоциаций. Этот вывод важен потому, что приводит к заключению о молодости звездных ассоциаций. В. А. Амбарцумян привел еще аргументы, свидетельствующие в пользу молодости О-ассоциаций и входящих в них звезд: 1) О-ассоциации содержат в себе звезды Вольфа — Райе, которые очень быстро расходуют свою массу и не могут быть долговечны; 2) обычные звезды О — В2 также не могут

долго поддерживать большой расход энергии и массы; 3) в О-ассоциациях имеются неустойчивые кратные звезды и звездные цепочки — образования, которые не могут быть долговечными.

Для того чтобы О-ассоциация была внутренне устойчива, т. е. имела отрицательную энергию, скорости ее звезд относительно центра инерции должны быть чрезвычайно малы и иметь порядок 100 м/сек. Это требование вытекает из малой плотности материи в О-ассоциациях и, следовательно, небольшой критической скорости. Между тем дисперсии лучевых скоростей и собственных движений звезд, составляющих ассоциации, значительны. Более того, согласно исследованию Блау, собственные движения звезд ассоциации Персей II указывают на систематическое радиальное расширение ее со скоростью около 10 км/сек. Аналогичный эффект обнаружен Б. В. Маркаряном для ассоциации Цефея II. Хотя явление радиального расширения ассоциаций еще нельзя считать установленным, так как в некоторых исследованиях оно не подтвердилось (Вулли, Эгген, А. И. Лебединский), но общая неустойчивость этих образований несомненна.

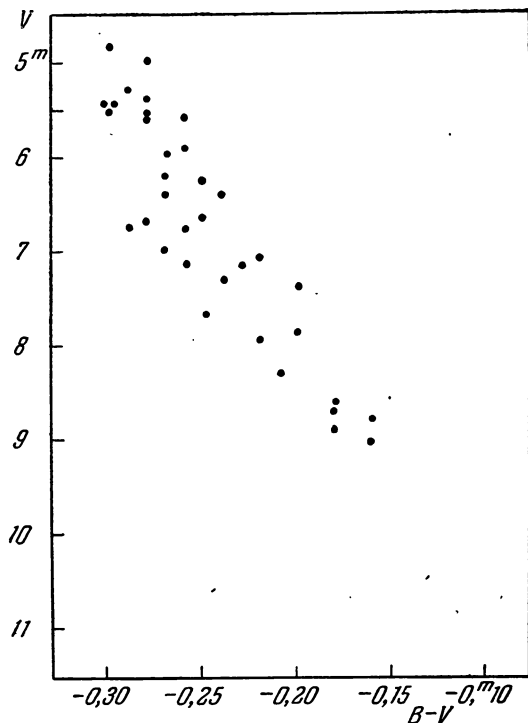


Рис. 186.

Все эти результаты привели В. А. Амбарцумяна к выводу, что О-ассоциации являются местом формирования звезд, причем звездообразование в О-ассоциациях происходит и в настоящее время.

Склонность образовывать физические группировки обнаруживают и неправильные переменные звезды типа Т Тау. Эти звезды принадлежат к карликам или субгигантам поздних классов и характерны наличием эмиссионных линий в спектре. Группировки звезд типа Т Тау названы В. А. Амбарцумяном Т-ассоциациями. Они содержат обычно от одного до нескольких десятков звезд типа Т Тау. Исключение составляет Т-ассоциация в Орионе,

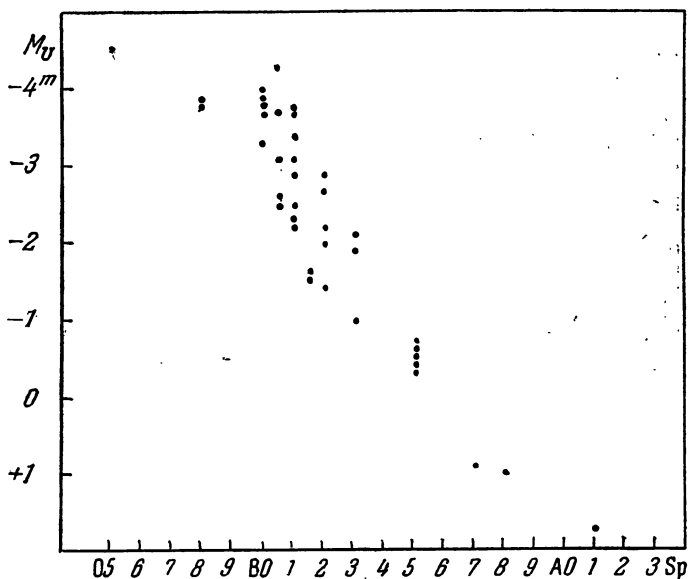


Рис. 187.

насчитывающая 220 этих объектов. Размеры Т-ассоциаций в среднем можно оценить в несколько десятков парсек. Многие Т-ассоциации расположены близ пылевых туманностей. Галактическая концентрация Т-ассоциаций сильная, однако она не так велика, как у О-ассоциаций.

В 1950 г. П. Н. Холопов опубликовал список Т-ассоциаций, содержащий 21 ассоциацию. В опубликованном им пересмотренном списке 1959 г. содержится 29 реальных и 12 возможных Т-ассоциаций.

Так как входящие в Т-ассоциацию звезды имеют умеренную светимость, то Т-ассоциации открыты на расстояниях, не превышающих 500 пс. Из этого можно заключить, что действительное количество Т-ассоциаций значительно превосходит количество О-ассоциаций.

Плотность материи в Т-ассоциациях низка, поэтому следует полагать, что и эти образования неустойчивы и молоды. Наличие эмиссионных линий у звезд Т Тельца также является аргументом в пользу относительной молодости этих звезд. В. А. Амбарцумян считает, что Т-ассоциации наряду с О-ассоциациями являются местами происходящего в настоящее время звездообразования в Галактике.

**§ 173. Шаровые скопления.** Шаровые скопления отличаются от рассеянных скоплений значительно большим богатством звездного населения, а также правильной сферической формой. Число звезд в шаровых скоплениях оценивается многими десятками тысяч, сотнями тысяч и даже миллионами. Некоторые скопления обнаруживают отклонение от сферической формы

в сторону эллиптичности. Границы шаровых скоплений неотчетливы. Как и для рассеянных скоплений, эти границы лучше всего определять посредством звездных подсчетов. На рис. 188 приведена фотография шарового скопления М 13 в Геркулесе.

Приведем табл. 6 подсчетов звезд до данной величины  $v$  в шаровом скоплении М 92, выполненных Тэйлором (1954) по снимкам, полученным на 200- и 100-дюймовых телескопах. В первом столбце указаны границы кольцевых зон (в угловых секундах), в которых производились подсчеты.



Рис. 188.

В центральных кольцевых зонах слабые звезды настолько многочисленны, что несмотря на большую разрешающую способность примененных телескопов, изображения этих звезд на фотографических пластинках сливаются. Уже звезды до 15,24 величины оказалось невозможным подсчитать в первых двух центральных кольцевых зонах, а изображения звезд до 19,25 величины сливаются в первых пяти центральных кольцевых зонах.

В число подсчитанных звезд входят и не принадлежащие скоплению звезды поля. Их роль особенно велика во внешних областях скопления, где звездная плотность скопления относительно невелика. Среднее число звезд поля до  $v=19^m,8$  и  $v=18^m,0$  в одной квадратной минуте неба для галактической широты М 92, равной приблизительно  $33^\circ$ , составляет соответственно 1,21 и 0,58. Поэтому Тэйлор получил следующее среднее число звезд до исклю-

Таблица 6

| $R^* \backslash v$ | 12,90 | 13,38 | 14,00 | 14,64 | 15,24 | 15,81 | 16,39 | 16,99 | 17,50 | 19,25 |
|--------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 0" — 21",8         | 5     | 16    | 18    | 41    | —     | —     | —     | —     | —     | —     |
| 21,8 — 45,3        | 4     | 6     | 17    | 34    | —     | —     | —     | —     | —     | —     |
| 45,3 — 66,4        | 4     | 8     | 14    | 29    | 51    | 89    | 144   | —     | —     | —     |
| 66,4 — 88,7        | 1     | 4     | 6     | 15    | 24    | 58    | 92    | 131   | —     | —     |
| 88,7 — 111,4       | 2     | 2     | 3     | 8     | 19    | 42    | 74    | 106   | 152   | —     |
| 111,4 — 133,3      | 1     | 5     | 6     | 10    | 15    | 34    | 51    | 86    | 132   | 611   |
| 133,3 — 155,5      | 2     | 4     | 7     | 13    | 19    | 33    | 44    | 79    | 115   | 526   |
| 155,5 — 177,7      | 1     | 1     | 2     | 8     | 13    | 22    | 31    | 54    | 80    | 418   |
| 177,7 — 199,9      | 2     | 3     | 5     | 7     | 11    | 14    | 26    | 43    | 67    | 333   |
| 199,9 — 221,8      | 0     | 0     | 0     | 3     | 6     | 15    | 20    | 29    | 43    | 246   |
| 221,8 — 243,9      | 0     | 1     | 1     | 5     | 9     | 17    | 25    | 33    | 48    | 200   |
| 243,9 — 276,7      | 0     | 1     | 3     | 4     | 12    | 18    | 23    | 39    | 52    | 246   |
| 276,7 — 320,7      | 0     | 1     | 2     | 4     | 9     | 17    | 24    | 33    | 44    | 215   |
| 320,7 — 397,2      | 2     | 3     | 10    | 16    | 21    | 29    | 41    | 55    | 87    | 252   |

чения и после исключения звезд поля в одной квадратной минуте на шести различных расстояниях от центра скопления.

Таблица 7 показывает, что для звезд до  $v=18^m,0$  радиус скопления приблизительно равен  $550''$ . Для более слабых звезд с  $18^m,0 < v < 19^m,8$  граница

Таблица 7

| $R^*$  | Среднее число звезд до данного $v$ в 1 кв. минуте |          |                             |          |
|--------|---------------------------------------------------|----------|-----------------------------|----------|
|        | До исключения звезд поля                          |          | После исключения звезд поля |          |
|        | $v=19,8$                                          | $v=18,0$ | $v=19,8$                    | $v=18,0$ |
| 128",6 | 194,91                                            | 34,45    | 193,70                      | 33,87    |
| 159",8 | 131,95                                            | 20,74    | 130,74                      | 20,16    |
| 223",8 | 55,92                                             | 8,59     | 54,71                       | 8,01     |
| 319",8 | 19,59                                             | 3,11     | 18,38                       | 2,53     |
| 448",0 | 5,55                                              | 1,28     | 4,34                        | 0,70     |
| 553",6 | 2,32                                              | 0,67     | 1,11                        | 0,09     |

скопления лежит несколько дальше, так как среднее число их в 1 кв. минуте на расстоянии  $553'',6$  от центра, равное  $2,32 - 0,67 = 1,65$ , еще в два с половиной раза превышает среднее число звезд поля ( $1,21 - 0,58 = 0,63$ ) в том же месте.

Классификация шаровых скоплений, предложенная Х. Шепли, основывается на степени концентрации звезд к центру. В класс I входят скопления с наибольшей концентрацией, а класс XII составляют шаровые скопления с наименьшей концентрацией к центру. При этом отнесение к тому или иному классу произведено не путем звездных подсчетов, а по субъективной оценке. Имеются данные о том, что шаровые скопления с большей концентрацией имеют большие диаметры и большую светимость.

Диаграмма показатель цвета — видимая величина шаровых скоплений существенно отлична от той, которая получается для рассеянных скоплений, и характеризуется прежде всего развитой ветвью красных гигантов и сверхгигантов. В то же время в шаровых скоплениях совершенно отсутствуют белоголубые сверхгиганты, а звезды класса В либо отсутствуют, либо очень мало-численны.

На рис. 189 приведена диаграмма показатель цвета — видимая величина для шарового скопления М 3, построенная Джонсоном и Сандеджем в 1956 г. при помощи данных, полученных на 200- и 100-дюймовых телескопах, что

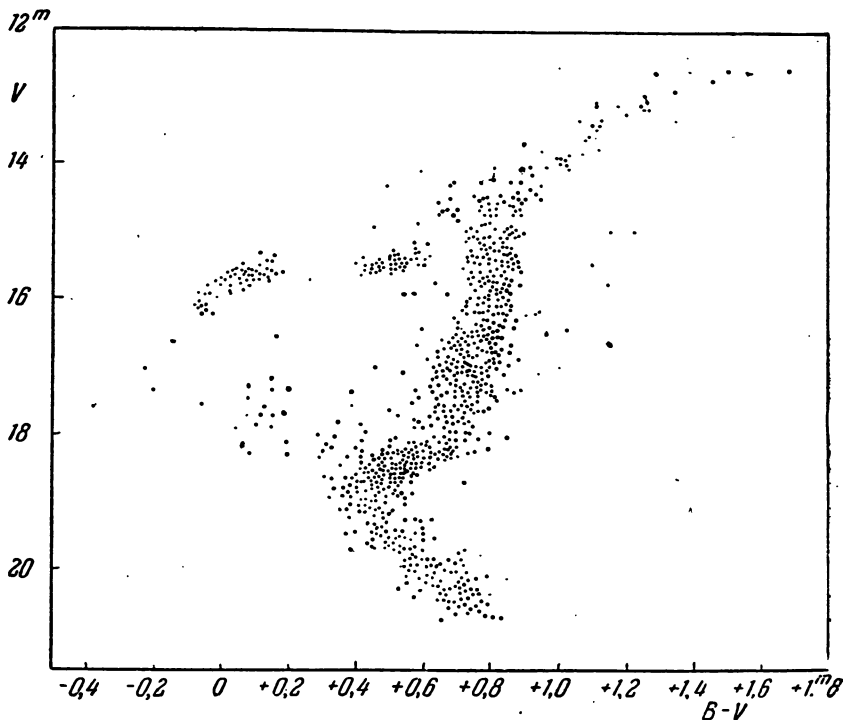


Рис. 189.

позволило включить в диаграмму звезды до 21-й величины. Диаграмма показывает, что главная последовательность в М 3 полноценно представлена лишь на участке  $B - V \geq +0^m,4$ . Белых гигантов класса светимости V очень мало, а белых сверхгигантов нет вовсе. Зато отчетлива и богата ветвь гигантов, включающая красные звезды очень высокой светимости. Весьма густо населена так называемая последовательность шаровых скоплений, соединяющая ветвь гигантов с упомянутым участком главной последовательности и создающая на диаграмме два характерных излома. Наблюдается, наконец, горизонтальная последовательность белых гигантов, протянувшаяся в области просвета Герцшпрунга — Рассела; на диаграмме эта последовательность на участке  $B - V = 0^m,1 - 0^m,3$  имеет разрыв. Но в диаграмму не включены переменные звезды, которых в скоплении около 200. В частности, в упомянутый разрыв попадают 85 переменных.

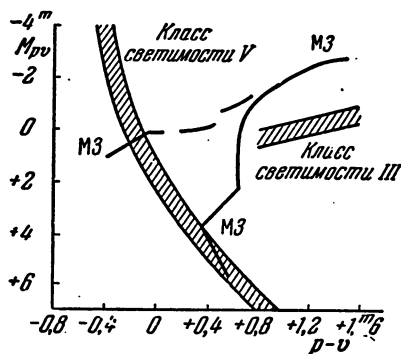


Рис. 190.

Различие между звездным составом II типа населения (шаровые скопления) и составом I типа населения (окрестности Солнца, рассеянные скопления) отчетливо видно на составленном Сандеджем рис. 190, совмещающем диаграммы показатель цвета — светимость для шарового скопления М 3



и последовательностей V и III, представляющих I тип звездного населения.

Диаграммы показатель цвета — видимая величина у различных шаровых скоплений в основном сходны, но не идентичны. Например, на диаграмме шарового скопления М 92 гораздо менее населена горизонтальная ветвь, заполненная белыми гигантами, и это скопление намного беднее переменными звездами.

Для получения функции светимости звезд скопления М 3 Сандедж выполнил квалифицированные подсчеты 44 500 звезд до  $m_p = 22^m,5$ . Модуль расстояния скопления оценен в  $15^m,63$ . Получена следующая табл. 8.

Таблица 8

| $m_p$ | $M_p$ | $N(m)$ | $m_p$ | $M_p$ | $N(m)$ |
|-------|-------|--------|-------|-------|--------|
| 14,1  | -1,53 | 169    | 19,5  | +3,87 | 9812   |
| 15,0  | -0,63 | 369    | 20,1  | +4,47 | 15 940 |
| 16,1  | +0,47 | 1318   | 20,7  | +5,07 | 22 175 |
| 16,9  | +1,27 | 1949   | 21,6  | +5,97 | 34 875 |
| 17,7  | +2,07 | 2648   | 22,5  | +6,87 | 44 540 |

Эти данные позволили построить график дифференциальной функции светимости  $\varphi(M)$  для шарового скопления М 3 (рис. 191). На графике  $\varphi(M)$  означает число звезд с абсолютными величинами, заключенными между  $-0^m,1$  и  $+0^m,1$ .

Получилась кривая с двумя максимумами, при  $M=0$  и  $M=+5^m,5$ . Первый из них Сандедж считает реальным и показывает, что он создается

белыми звездами горизонтальной последовательности скопления. Второй максимум может быть вызван неточностью данных о полноте до данной величины. Функция светимости для М 92 не имеет максимума при  $M=0$ . Это объясняется тем, что в М 92 гораздо менее населена горизонтальная ветвь белых звезд. Интересно отметить, что функция светимости для звезд в плоскости Галактики, построенная П. П. Паренаго, тоже двухвершинная, но ее максимумы смещены на несколько звездных величин в сторону меньших светимостей в сравнении с функцией светимости М 3.

В шаровых скоплениях средняя светимость звезд поздних спектральных классов выше, чем у звезд ранних спектральных классов; например, в NGC 6205 средняя видимая величина звезд, принадлежащих различным спектральным классам (определяемым по показателю цвета), такова:

| В         | А         | F         | G         | K         |
|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| $15^m,20$ | $15^m,01$ | $14^m,85$ | $14^m,28$ | $12^m,74$ |

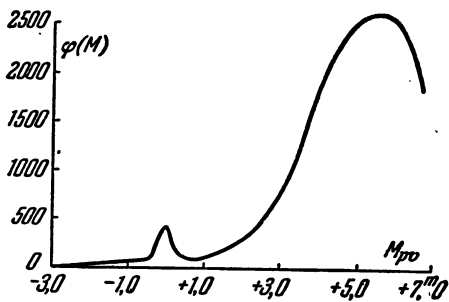


Рис. 191.

Если даже учесть селективность поглощения света, вследствие которой блеск звезд ранних спектральных классов ослабляется сильнее, чем у звезд поздних классов, эффект больших светимостей у поздних классов сохранится.

Лишь у небольшого числа звезд шаровых скоплений удалось исследовать спектры. Обнаружено, что они обладают рядом особенностей. Так, поглощение в линии циапа  $\lambda 4215$  у звезд классов G5 — K2 здесь существенно слабее, чем у обычных звезд того же класса и той же абсолютной величины. Еще ряд линий у звезд других классов обнаруживает повышенную или ослабленную интенсивность в сравнении с теми же линиями обычных звезд.

Система шаровых скоплений очень богата переменными звездами. Установлено наличие переменных следующих типов: 1) короткопериодические цефеиды (переменные типа RR Lyr), 2) W Vir, 3) RV Tau, 4) неправильные и полуправильные переменные. Особенно часто встречаются короткопериодические цефеиды. Имеются указания на то, что переменные звезды, находящиеся в шаровых скоплениях, рядом свойств отличаются от переменных того же типа, расположенных вне скоплений.

Наряду с шаровыми скоплениями, в которых переменные звезды весьма многочисленны, имеются шаровые скопления, бедные переменными. Такие скопления принадлежат обычно к крайним по концентрации классам, т.е. к типам I—II и XI—XII.

Шаровые скопления являются сферическими системами с большим числом гравитирующих тел. Они допускают известную аналогию с лишенным источников энергии газо-

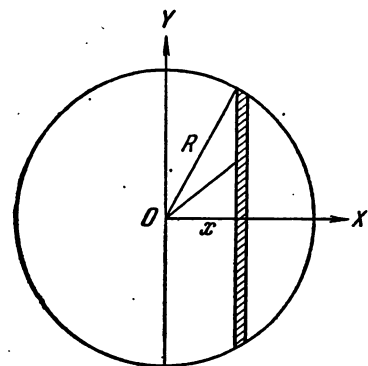


Рис. 192.

вым шаром, если пренебречь в последнем световым давлением. В то же время распределение плотности в шаровых скоплениях можно получить при помощи подсчетов звезд. Таким образом, шаровые скопления могут служить наблюдательной базой для проверки данных термодинамики и статистической физики.

Важной задачей является получение функции истинной звездной плотности от расстояния до центра скопления по наблюдаемой функции поверхностной звездной плотности. Эта задача была впервые поставлена и разрешена Цейпелем в 1909 г. В 1911 г. Плуммер дал более простое решение, состоящее в следующем.

Рассмотрим прямоугольную систему координат с началом в центре скопления (рис. 192). Оси OX и OY проведем в картинной плоскости, совмещенной с плоскостью чертежа. Ось OZ совпадает с лучом зрения. Обозначим  $D(r)$  пространственную звездную плотность на расстоянии  $r$  от центра скопления, а  $F(x)dx$  — число наблюдаемых звезд в полоске шириной  $dx$ , находящейся на расстоянии  $x$  от оси OY;  $R$  — радиус скопления. Очевидно,

$$F(x)dx = dx \iint D(r) dy dz, \quad (12)$$

где  $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ , а пределы интегрирования определяются неравенством  $x^2 + y^2 + z^2 \leq R^2$ .

Уравнение (12) является двумерным интегральным уравнением для искомой функции  $D(r)$ . Его легко обратить.

Перейдем в плоскости YOZ к полярным координатам:  $\xi^2 = y^2 + z^2$ ;  $\varphi = \arctg \frac{z}{y}$ . Тогда

$$F(x) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\sqrt{R^2 - x^2}} D(r) \xi d\xi d\varphi = 2\pi \int_0^{\sqrt{R^2 - x^2}} \Phi(r) d\xi;$$

так как  $r^2 = x^2 + \xi^2$ , после перехода к переменной интегрирования

$$F(x) = 2\pi \int_x^R r D(r) dr.$$

Правая часть полученного уравнения является функцией только нижнего предела интеграла, поэтому после дифференцирования по  $x$  находим функцию  $D(x)$ :

$$D(x) = -\frac{1}{2\pi x} F'(x). \quad (13)$$

Формула (13) решает задачу. Функция  $F(x)$  определяется при помощи звездных подсчетов в полосках; при этом необходимо исключать звезды фона.

В 1959 г. Оорт, используя звездные подсчеты Сандеджа, получил данные о пространственной плотности звезд различных светимостей в шаровом скоплении М 3, приведенные в табл. 9.

Т а б л и ц а 9

| $M_v$<br>$r, \text{пс}$ | $< +3,5$ | $+3,5 - +4,6$ | $+4,6 - +6,3$ |
|-------------------------|----------|---------------|---------------|
| 0                       | 248      | 135           | 64            |
| 1                       | 178      | 100           | 50            |
| 2                       | 69,6     | 42,5          | 25,0          |
| 4                       | 12,1     | 9,0           | 6,9           |
| 8                       | 1,24     | 1,17          | 1,28          |
| 15                      | 0,149    | 0,182         | 0,299         |
| 30                      | 0,0125   | 0,0208        | 0,0387        |
| 50                      | 0,0018   | 0,0030        | 0,0057        |
| 100                     | 0,00013  | 0,00022       | 0,00040       |

Как видно, в самых центральных областях звездная плотность чрезвычайно высока и составляет много сотен звезд на кубический парсек. К периферии она быстро падает. При этом происходит более быстрое падение плотности звезд более высокой светимости, т. е. более массивных звезд.

В 1949 г. П. Н. Холопов рассмотрел аналогичную задачу для шаровых скоплений, имеющих форму эллипсоида.

Перейдем к вопросу о сравнении функции  $D(r)$ , получаемой из звездных подсчетов в шаровых скоплениях, с теоретической моделью свободного газового шара. Пусть  $p$  — давление в некоторой точке газового шара,  $D$  — плотность,  $t$  — температура,  $\gamma$  — отношение теплоемкости при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме. Так как в каждой точке давление пропорционально плотности и температуре, то

$$p = atD. \quad (14)$$

С другой стороны, уравнение Пуассона для адиабатного изменения состояния газа имеет вид

$$p = bD^\gamma. \quad (15)$$

Изменение давления с расстоянием определяется уравнением

$$\frac{dp}{dr} = -Gm \frac{D}{r^2}, \quad (16)$$

где  $m$  — масса, заключенная внутри радиуса  $r$ . Ее изменение определяется уравнением

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 D. \quad (17)$$

Исключая из уравнений (15) — (17)  $p$  и  $m$ , получаем:

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{br^2}{D} \frac{dD}{dr} \right) + 4\pi Gr^2 D = 0,$$

или, выбирая соответствующим образом единицы длины и плотности,

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{D} \frac{dD}{dr} \right) + r^2 D = 0. \quad (18)$$

Это уравнение, называемое уравнением Эмдена, можно решать численно. В элементарных функциях оно решается только для случаев  $\gamma=2$  и  $\gamma=1,2$ . В первом из них искомая функция имеет вид

$$D(r) = \frac{1}{r} \sin r,$$

что лишено физического смысла, так как плотность не может принимать отрицательных значений.

Случай  $\gamma=1,2$ , дающий

$$D(r) = c_1 (1 + c_2 r^2)^{-\frac{5}{2}}, \quad (19)$$

применим для газа, состоящего из сложных молекул, что соответствует скоплениям, образованным кратными звездами.

Для одноатомного и двухатомного газа  $\gamma$  соответственно равно  $\frac{5}{3}$  и  $\frac{7}{5}$ .

Уравнение (18) характеризует так называемое адиабатное состояние газового шара, при котором различие температур в разных слоях не сглаживается конвекцией и другими видами переноса тепла. В другом крайнем случае, когда перенос тепла полностью выравнивает температуру в различных слоях шара,  $t$  в равенстве (14) постоянно, и мы видим, что это равенство соответствует равенству (15) при  $\gamma=1$ .

Сравнение полученной из наблюдений истинной функции распределения звездной плотности в шаровых скоплениях с теоретическими функциями, определяемыми уравнением (18), показало для нескольких скоплений хорошее согласие с формулой (19) лишь для периферийных областей скопления. В центральных областях наблюдается более быстрый рост звездной плотности к центру, чем это предсказывается формулой (19). Это может трактоваться как проявление тенденции к изотермичности. Поэтому можно было бы предположить следующую модель шаровых скоплений: их основное тело состоит из ярких массивных звезд и его следует сравнивать с изотермическим шаром, а это тело окружено адиабатической «атмосферой», состоящей из относительно слабых звезд. Однако ввиду того, что кратность звезд и свойства изотермичности влияют сходным образом — ведут к уменьшению  $\gamma$  — разделение их затруднительно. Нужно также учесть, что и теория и подсчеты игнорируют различия в массах звезд — эффект, который должен играть заметную роль.

Распределение показателей цвета звезд по радиусу скоплений показывает существенное покраснение при приближении к центру, что может быть объяснено группированием массивных красных сверхгигантов ближе к центру скопления. Основываясь на этом факте, Цейпель предложил метод определения относительных масс звезд различных показателей цвета.

Допустим, что шаровое скопление находится в состоянии изотермического равновесия. Как указывалось выше, результаты подсчетов звезд допускают это предположение для всех областей скоплений, кроме периферийных. Согласно статистике Гиббса функция распределения элементарных частиц в фазовом пространстве есть функция энергии вида

$$\Phi = \alpha e^{-2hE}. \quad (20)$$

В развернутой форме оно записывается так:

$$\Phi(u, v, w, r, m) = \alpha(m) e^{-hm[u^2+v^2+w^2-2P(r)]}, \quad (21)$$

где  $m$  — масса звезды,  $u, v, w$  — компоненты ее скорости,  $r$  — расстояние до центра скопления,  $h$  — постоянная, зависящая от общей энергии («гравитационной температуры») скопления,  $P(r)$  — потенциал,  $\alpha(m)$  — постоянная, определяемая общей численностью звезд данной массы.

Проинтегрировав по всем значениям  $u, v$  и  $w$ , получаем

$$\Phi(r, m) = \beta(m) e^{2hmP(r)}, \quad (22)$$

где  $\beta(m)$  — новая величина, не зависящая от  $r$ .

Если принять массу звезды какого-нибудь типа за единицу, то

$$\Phi(r, 1) = \beta(1) e^{2hP(r)}. \quad (23)$$

Деля (22) на (23), возведенное в степень  $m$ , и логарифмируя, находим:

$$\ln \Phi(r, m) = \ln \frac{\beta(m)}{\beta^m(1)} + m \ln \Phi(r, 1). \quad (24)$$

Если произвести подсчеты звезд двух типов и затем по формуле (13) перейти от видимых плотностей к пространственным плотностям, то функции  $\Phi(r, m)$  и  $\Phi(r, 1)$  станут известны. Подставляя значения этих функций для различных  $r$  в уравнение (24), получим избыточную систему, решив которую, определим  $m$ .

Изложенный метод применялся Цейцелем, Линдгреном, Валленквистом и другими авторами для различных шаровых скоплений. Результаты в общем неплохо согласуются между собой и показывают, что в шаровых скоплениях красные гиганты примерно в 1,5 раза, а сверхгиганты в два раза массивнее белых звезд. Эти определения представляют большой интерес, так как сверхгиганты ввиду их малочисленности не встречаются среди компонентов двойных звезд и массы их ранее не определялись.

Следует, однако, заметить, что метод определения масс в шаровых скоплениях не может претендовать на точность, так как нельзя считать, что условие изотермичности выполняется строго, следовательно,  $h$  — постоянно, как мы полагали. На самом деле  $h$  зависит от  $r$ . Кроме того, показатели цвета звезд могут систематически искажаться вследствие различных фотографических эффектов. Шепли, например, считает, что наблюдаемое покраснение звезд, расположенных ближе к центру, не отражает реальной структуры скопления и вызвано эффектом Эберхарда.

Определенные Мейаллом спектры 50 шаровых скоплений дают следующее распределение по спектральным классам:

|         |              |
|---------|--------------|
| A5 — A9 | 6 скоплений  |
| F0 — F4 | 7 «          |
| F5 — F9 | 13 «         |
| G0 — G5 | 24 скопления |

Для определения расстояний до шаровых скоплений употребляются следующие методы:

1. Метод цефеид, применяемый обычным образом.

2. Метод ярких звезд, основанный на том наблюдательном факте, что разность видимой величины цефеид данного периода и средней видимой величины самых ярких звезд почти постоянна для тех скоплений, в которых наблюдаются цефеиды. Из этого можно заключить, что абсолютная величина наиболее ярких звезд в шаровых скоплениях мало меняется от скопления к скоплению и их можно использовать для определения расстояния. Согласно Шепли средняя абсолютная величина 25 звезд, следующих по яркости после пяти наиболее ярких звезд (которые исключаются, чтобы избежать случайного проектирования на скопление звезд фона), показывает слабую зависимость от типа скопления. В классе I средняя видимая величина переменных звезд превышает среднюю величину 25 ярких звезд на  $1^m,34$ , а в классе XII — на  $0^m,92$ . Метод ярких звезд применяется для тех скоплений, в которых не наблюдаются переменные звезды.

3. Метод диаметров, основанный на предположении, что линейные диаметры шаровых скоплений практически одинаковы, либо что одинаковы диаметры скоплений одного и того же класса, благодаря чему может применяться формула (2). По данным П. П. Паренаго, Б. В. Кукаркина и Н. Ф. Флоря средние линейные диаметры шаровых скоплений, расстояния до которых определялись методом переменных звезд или методом ярких звезд, составляют для класса XII 40 пс и постепенно увеличиваются с усилением концентрации звезд к центру скопления, достигая для класса I 98 пс. Положительной стороной метода диаметров является то, что он не требует учета поглощения света.

4. Метод интегральной яркости применяется в предположении малой дисперсии абсолютных величин шаровых скоплений. После того как при помощи скоплений, расстояния до которых определены другими методами, находят  $M_c$  — среднюю абсолютную величину скоплений данного класса, дистанции других скоплений можно находить по модулю расстояния  $m - M_c$ . При этом необходимо учитывать поглощение света. По данным П. П. Паренаго, Б. В. Кукаркина и Н. Ф. Флоря средние абсолютные интегральные величины шаровых скоплений возрастают от  $-8^m,1$  для класса I до  $-5^m,4$  для класса XII.

К настоящему времени число известных шаровых скоплений достигло 118: Некоторые из них, хотя и считаются принадлежащими к нашей Галактике, настолько удалены, что их скорее следовало бы считать внегалактическими объектами. Таково шаровое скопление в Большой Медведице, расстояние до которого оценено Р. К. Шахбазяном в 130 кпс. Бербидж и Сандедж оценили расстояние до шарового скопления в Секстанте также в 130 кпс.

Галактическая концентрация шаровых скоплений намного слабее, чем рассеянных скоплений, что видно из сравнения данных первых двух столбцов табл. 10 (в которой приведено распределение шаровых скоплений по направлениям и расстояниям) и табл. 4. Совокупность шаровых скоплений образует сферическую подсистему.

Вследствие асимметричного положения Солнца в Галактике почти все шаровые скопления расположены в интервале долгот  $240-40^\circ$ , т. е. в полусфере, охватывающей центр Галактики.

Мейалл (1956), а затем Бааде (1958) и Кинман (1959) показали, что между физическими характеристиками шаровых скоплений и их распределением в пространстве имеется определенная зависимость. Скопления наиболее раннего интегрального спектрального класса (A5 — G0) имеют малое относительное содержание металлов и располагаются на сравнительно больших расстояниях от плоскости Галактики, образуя обширное сферическое облако

Таблица 10

| Галактические широты | Числа скоплений | Галактические долготы | Числа скоплений | Расстояния в клс | Числа скоплений |
|----------------------|-----------------|-----------------------|-----------------|------------------|-----------------|
| —90° — —30°          | 11              | 0°—40°                | 15              | <4               | 6               |
| —30° — —15°          | 15              | 40°—80°               | 2               | 4—8              | 18              |
| —15° — —6°           | 24              | 80°—120°              | 1               | 8—12             | 8               |
| —6° — 0°             | 9               | 120°—160°             | 5               | 12—16            | 13              |
| 0° — +6°             | 13              | 160°—200°             | 2               | 16—20            | 6               |
| +6° — +15°           | 18              | 200°—240°             | 5               | 20—24            | 2               |
| +15° — +30°          | 13              | 240°—280°             | 10              | 24—28            | 3               |
| +30° — +90°          | 15              | 280°—320°             | 22              | 28—32            | 2               |
|                      |                 | 320°—360°             | 56              | >32              | 6               |
| Всего                | 118             | Всего                 | 118             | Всего            | 64              |

с малой концентрацией к центру Галактики. Скопления поздних классов (G3 — G5), звезды которых имеют наибольшее содержание металлов, показывают относительно сильную концентрацию к плоскости Галактики. Скопления интегральных спектральных классов G1 — G2 занимают промежуточное положение.

Ввиду огромных расстояний шаровых скоплений их собственные движения должны быть очень малы. Н. В. Гамалей, используя значительную разность эпох, удалось измерить собственные движения у семи шаровых скоплений. У трех из них они оказались порядка 0",01, у остальных еще меньше. Тем не менее и столь малые собственные движения указывают на тангенциальные скорости, значительно превосходящие 100 км/сек.

Лучевые скорости шаровых скоплений определяются достаточно надежно и измерены уже у 70 из них. Если известны расстояние Солнца до центра Галактики, круговая скорость Солнца и даны лучевые скорости шаровых скоплений, то можно статистическим методом оценить эксцентриситеты орбит шаровых скоплений в Галактике. Как показал Гернер, а затем Кинман, шаровые скопления движутся по сильно вытянутым орбитам.

Приводим в табл. 11 основные данные для 12 шаровых скоплений.

Таблица 11

| NGC  | Messier или другое название | <i>l</i> | <i>b</i> | <i>R'</i> | <i>r</i> , клс | <i>m<sub>p</sub></i> | <i>Sp</i> | <i>v<sub>r</sub></i> | <i>T</i> | <i>m<sub>25</sub></i> <sup>*</sup> | $\Delta m$ |
|------|-----------------------------|----------|----------|-----------|----------------|----------------------|-----------|----------------------|----------|------------------------------------|------------|
| 104  | 47 Tuc                      | 272°     | —45°     | 23,0      | 5,8            | 3,0                  | G5        | —24                  | III      | 13,44                              | 0,35       |
| 4590 | 68                          | 268      | +37      | 2,9       | 11,5           | 7,6                  | A6        | —116                 | X        | 14,80                              | 0,42       |
| 5139 | ω Cen                       | 277      | +15      | 23,0      | 5,0            | 3,0                  |           | +230                 | VIII     |                                    | 1,3        |
| 5272 | 3                           | 7        | +77      | 9,8       | 13,8           | 4,5                  | F4        | —153                 | VI       | 14,23                              | 0,26       |
| 5904 | 5                           | 322      | +46      | 12,7      | 8,3            | 3,6                  | F7        | +49                  | V        | 13,97                              | 0,35       |
| 6121 | 4                           | 319      | +15      | 14,0      | 2,3            | 5,2                  | F         | +65                  | IX       | 13,11                              | 1,9        |
| 6254 | 10                          | 343      | +22      | 8,2       | 5,0            | 5,4                  | G0        | +71                  | VII      | 14,06                              | 0,67       |
| 6266 | 62                          | 321      | +6       | 4,3       | 6,9            | 7,0                  | F6        | —75                  | IV       | 15,87                              | 2,4        |
| 6402 | 14                          | 349      | +13      | 3,0       | 7,2            | 7,4                  | G0        | —129                 | VIII     | 15,44                              | 2,9        |
| 6981 | 72                          | 3        | —34      | 2,0       | 18,2           | 8,6                  | G2        | —255                 | IX       | 15,86                              | 0,45       |
| 7078 | 15                          | 33       | —28      | 7,4       | 15,1           | 5,2                  | F0        | —107                 | IV       | 14,31                              | 0,53       |
| 7099 | 30                          | 355      | —48      | 5,7       | 12,6           | 6,4                  | A7        | —174                 | V        | 14,63                              | 0,34       |

Здесь *T* означает классификацию Шепли по степени концентрации, *m<sub>25</sub>*<sup>\*</sup> — среднюю видимую величину 25 наиболее ярких звезд скопления,  $\Delta m$  — поглощение света до скопления в звездных величинах.

§ 174. Устойчивость звездных скоплений. Звездные скопления являются системами гравитирующих тел. Изучая динамику звездных скоплений, необходимо принять во внимание действие четырех родов гравитационных сил: 1) сил общего (регулярного) поля самого скопления, 2) сил общего (регулярного) поля Галактики, 3) сил, возникающих при случайных сближениях звезд скопления между собой, 4) сил, возникающих при случайных сближениях звезд скопления со звездами и другими объектами галактического поля. Каждая из этих сил по-своему воздействует на эволюцию скоплений.

Сила регулярного поля самого скопления является силой, консолидирующей скопление. Она непрерывно изменяет величину и направление вектора скорости звезды относительно центра инерции скопления, вследствие чего траектория звезды не выходит за пределы небольшого объема пространства, содержащего в себе центр инерции скопления. Таким образом, регулярное поле скопления способствует удержанию членов скопления.

Воздействие сил регулярного поля Галактики сказывается двояко. Во-первых, равнодействующая этих сил, приложенная к центру инерции скопления, определяет орбиту, которую описывает центр инерции скопления в Галактике. Очевидно, что это движение лишь косвенно может влиять на эволюцию скопления. Во-вторых, сила регулярного галактического поля, приложенная к звездам, находящимся в разных местах скопления, различна, что ведет к образованию приливной силы, стремящейся разорвать скопление. Приливная сила тем больше, чем больше протяженность скопления и чем больше градиент силового поля Галактики. Приливным силам противодействуют регулярные силы скопления. Они тем больше, чем больше масса скопления и его плотность.

Устойчивость скопления по отношению к приливным силам, вызываемым регулярным полем Галактики, исследована Боком, Минером и Чандра-секаром.

Пусть центр инерции скопления находится в плоскости Галактики на расстоянии  $R_0$  от центра и совершает круговое движение с постоянной угловой скоростью  $\omega$ . Рассмотрим неподвижную прямоугольную систему координат, в которой ось  $Z$  совпадает с осью вращения Галактики, а оси  $X$  и  $Y$  лежат в плоскости Галактики. Рассмотрим также движущуюся прямоугольную систему координат с началом в центре инерции скопления, у которой ось  $Z_1$  параллельна оси вращения Галактики, а ось  $X_1$  все время направлена на центр Галактики. Очевидно, что вторая система вращается с угловой скоростью  $\omega$  и координаты точки в двух рассмотренных системах связаны соотношениями

$$\left. \begin{aligned} x &= (R_0 + x_1) \cos \omega t - y_1 \sin \omega t, \\ y &= (R_0 + x_1) \sin \omega t + y_1 \cos \omega t, \\ z &= Z_1, \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

где время  $t$  отсчитывается от момента, когда оси  $X$  и  $X_1$  совпадали.

Функция Лагранжа для звезды скопления с массой  $m$  имеет вид

$$L = T - m\Phi - U', \quad (26)$$

где  $m\Phi$  — потенциальная энергия звезды в поле Галактики, при вычислении которой необходимо иметь в виду, что расстояние звезды от оси вращения Галактики равно

$$R = \sqrt{(R_0 + x_1)^2 + y_1^2}. \quad (27)$$

$U'$  есть потенциальная энергия звезды в скоплении, определяемая равенством

$$U' = mG \sum_i \frac{m_i}{r_i},$$



в котором  $r_i$  — расстояния между рассматриваемой звездой и  $i$ -й звездой скопления.

Для нахождения кинетической энергии звезды  $T'$  продифференцируем (25) по  $t$ . Тогда, используя полученные равенства, получим:

$$T' = \frac{m}{2} (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) = \\ = m \left[ \frac{1}{2} (\dot{x}_1^2 + \dot{y}_1^2 + \dot{z}_1^2) - \omega \dot{x}_1 y_1 + \omega \dot{y}_1 (R_0 + x_1) + \frac{1}{2} \omega^2 (R_0 + x_1)^2 + \frac{1}{2} \omega^2 y_1^2 \right].$$

Уравнения Лагранжа второго рода

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} = \frac{\partial L}{\partial q_i} \quad (q_1 = x_1, \quad q_2 = y_1, \quad q_3 = z_1)$$

получают следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x}_1 - \omega \dot{y}_1 &= \omega \dot{y}_1 + \omega^2 (R_0 + x_1) - \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} - \frac{1}{m} \frac{\partial U'}{\partial x_1}, \\ \ddot{y}_1 + \omega \dot{x}_1 &= -\omega \dot{x}_1 + \omega^2 y_1 - \frac{\partial \Phi}{\partial y_1} - \frac{1}{m} \frac{\partial U_1}{\partial y_1}, \\ \ddot{z} &= -\frac{\partial \Phi}{\partial z_1} - \frac{1}{m} \frac{\partial U'}{\partial z_1}. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

На основании уравнения (27) имеем:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x_1} = \frac{R_0 + x_1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R}; \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y_1} = \frac{y_1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R}; \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z_1} = \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (29)$$

Размеры скоплений малы в сравнении с  $R_0$ , поэтому, пренебрегая членами второго и более высокого порядка малости относительно  $x_1$  и  $y_1$ , мы можем написать:

$$R = R_0 + x_1;$$

тогда равенства (29), после использования строки Тэйлора и в предположении  $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)_0 = 0$ , основанном на симметрии Галактики относительно главной плоскости, примут такой вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} &= \left(\frac{\partial \Phi}{\partial R}\right)_0 + x_1 \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2}\right)_0, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial y_1} &= y_1 \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R}\right)_0, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial z_1} &= z_1 \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}\right)_0, \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

где нуль в индексе означает, что функцию нужно рассматривать в точке, в которой находится центр инерции скопления.

Подставляя (30) в (28) и учитывая, что  $\omega^2 = \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R}\right)_0$ , получаем:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x}_1 - 2\omega \dot{y}_1 + \alpha_1 x_1 &= -\frac{1}{m} \frac{\partial U'}{\partial x_1}, \\ \ddot{y}_1 + 2\omega \dot{x}_1 &= -\frac{1}{m} \frac{\partial U'}{\partial y_1}, \\ \ddot{z} + \alpha_3 z_1 &= -\frac{1}{m} \frac{\partial U'}{\partial z_1}, \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

где введены обозначения

$$\alpha_1 = \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)_0; \quad \alpha_3 = \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right)_0.$$

Для того чтобы раскрыть правые части (31), необходимо задать распределение звездной плотности в скоплении. Для простоты предположим, что сглаженная плотность в нем представляется в виде однородного трехосного эллипсоида. Тогда потенциальная энергия примет вид

$$U' = -\frac{1}{2} m \beta_0 + \frac{1}{2} \pi G m D (\beta_1 x_1^2 + \beta_2 y_1^2 + \beta_3 z_1^2),$$

где  $D$  — плотность эллипсоида, коэффициенты  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  положительны и зависят только от отношения  $a : b : c$  полуосей эллипсоида \*), а  $\beta_0$  зависит еще и от  $D$ .

В этом случае уравнения движения (31) примут вид:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x}_1 - 2\omega \dot{y}_1 + (\alpha_1 + \pi G D \beta_1) x_1 &= 0, \\ \ddot{y}_1 + 2\omega \dot{x}_1 + \pi G D \beta_2 y_1 &= 0, \\ \ddot{z}_1 + (\alpha_3 + \pi G D \beta_3) z_1 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Так как  $\alpha_3 > 0$  и  $\beta_3 > 0$ , то интегрирование третьего уравнения дает

$$z_1 = c_3 \cos [\sqrt{\alpha_3 + \pi G D \beta_3} (t - t_0)],$$

где  $c_3$  и  $t$  — постоянные. Таким образом, координаты  $z_1$  звезд остаются ограниченными и, следовательно, в направлении  $z_1$  скопление устойчиво.

В первых двух уравнения (32) будем искать решения в виде

$$x_1 = c_1 e^{ikt}; \quad y_1 = c_2 e^{ikt}, \quad (33)$$

где  $c_1, c_2, k$  — постоянные. Подставляя их в уравнения, получим:

$$\left. \begin{aligned} (\alpha_1 + \pi G D \beta_1 - k^2) c_1 - 2\omega i k c_2 &= 0, \\ 2\omega i k c_1 + (\pi G D \beta_2 - k^2) c_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Для того чтобы эта однородная система имела решение, необходимо, чтобы ее детерминант был равен нулю. У получающегося при этом биквадратного уравнения для  $k$

$$k^4 - [\alpha_1 + \pi G D (\beta_1 + \beta_2) + 4\omega^2] k^2 + \pi G D \beta_2 (\alpha_1 + \pi G D \beta_1) = 0$$

в случае

$$\alpha_1 + \pi G D \beta_1 > 0 \quad (35)$$

оба корня  $k^2$  положительны и, следовательно,  $k$  вещественны. Тогда, как известно, решения (33) являются периодическими ограниченными функциями. Если же

$$\alpha_1 + \pi G D \beta_1 < 0, \quad (36)$$

то решения (33) будут содержать и гиперболические функции,  $x_1$  и  $y_1$  станут неограниченно возрастать и скопление будет неустойчивым. Итак, условие (35) является условием устойчивости скопления.

Заметим, что

$$\alpha_1 = \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)_0 = \left[ \frac{d}{dR} (R \omega^2) \right]_0 - \omega^2 = 2 \left[ R \frac{d\omega}{dR} \right]_0 \omega = 4A (B - A),$$

\*) Подробные таблицы этих функций опубликованы Минером (Ann. d'Astrophys. 2, № 1, 1939, стр. 199—213).

где  $A$  и  $B$  — коэффициенты Оорта. Таким образом, условие устойчивости (35) принимает вид

$$D > D^* = \frac{4A(A-B)}{\pi G \beta_1} \quad (37)$$

и, следовательно, устойчивость скопления в данном месте Галактики зависит только от плотности и сжатия скопления. Полагая  $A = 0,020 \text{ км/сек/нс}$ ,  $B = 0,013 \text{ км/сек/нс}$ , находим:

$$D^* = \frac{0,198}{\beta_1} \text{ масс Солнца/нс}^3.$$

В таблице 12 приведены значения  $\beta_1$  и критической плотности  $D^*$  для случая сжатых в направлении  $z_1$  эллипсоидов вращения.

Таблица 12

| $\frac{c}{a}$ | 0,1   | 0,2   | 0,3   | 0,4   | 0,5   | 0,6   | 0,8   | 1,0   |
|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\beta_1$     | 0,278 | 0,499 | 0,677 | 0,824 | 0,946 | 1,048 | 1,211 | 1,333 |
| $D^*$         | 0,71  | 0,40  | 0,29  | 0,24  | 0,21  | 0,19  | 0,16  | 0,15  |

Мы видим, что сильно сжатые эллипсоиды менее устойчивы, чем слабо сжатые. Критическая плотность во всех случаях значительно меньше, чем средняя плотность таких рассеянных скоплений, как Плеяды, Ясли,  $h$  и  $\chi$  Персея, где  $D = 1-2$  масс Солнца/нс<sup>3</sup>. Устойчивость этих скоплений тем более значительна, что сжатие их невелико.

Влияние сил, возникающих при случайных сближениях звезд скопления между собой, рассмотрено в § 164. Для рассеянных скоплений этот фактор играет большую роль, так как время релаксации у них невелико. Рассеянные скопления в результате диссипации членов проделали значительный путь эволюции. Для шаровых скоплений влияние фактора диссипации меньше, хотя правильная форма шаровых скоплений и распределение звезд различных масс в этих скоплениях показывают, что время существования шаровых скоплений превосходит их время релаксации.

Перейдем к изучению влияния сил, возникающих при случайных сближениях звезды со звездами поля. На роль этих сил впервые указал Росселанд.

Звезды поля при случайных сближениях обмениваются кинетическими энергиями со звездами скопления. Так как скорость звезд поля по отношению к центру инерции скопления больше, чем скорость членов скопления, то кинетическая энергия последних в результате сближений будет возрастать, что должно вести к расширению скопления. Отдельные члены скопления после тесных сближений со звездами поля могут даже сразу получить скорость больше критической и покинуть скопление. Такой уход звезды из скопления не влечет, однако, за собой сжатия оставшейся части скопления, как это происходит в результате взаимодействия членов скопления между собой. Наоборот, вызванный внешними воздействиями уход одного члена скопления ведет к уменьшению доли потенциальной энергии, приходящейся на один оставшийся член скопления, при неизменности его доли кинетической энергии. Поэтому скопление должно расширяться.

Итак, взаимодействие звезд скопления со звездами поля вызывает расширение скопления. Но, как было показано в § 164, случайные силы, возникающие при сближении между собой звезд скопления, вызывают постепенный уход членов скопления и сжатие оставшейся части скопления. Какой же из двух процессов преобладает?

Можно показать, что для типичных рассеянных скоплений, таких, как Плеяды, обладающих относительно высокой звездной плотностью, процесс уплотнения, вызываемый диссипацией звезд в результате внутренних сближений, преобладает над процессом расширения, вызываемым встречами со звездами поля. Для разреженных же скоплений, например, движущегося скопления Большой Медведицы, преобладает второй процесс.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XXI

1. Амбарцумян В. А., К вопросу о динамике звездных скоплений, Уч. зап. ЛГУ, вып. 4, № 22, 1938.
2. Амбарцумян В. А., Звездные ассоциации и происхождение звезд, Изв. АН СССР, серия физич. 14, № 1, 1950.
3. Бархатова К. А., Поглощение света и диаметры рассеянных звездных скоплений, Астрон. журн. 25, № 4, 1949.
4. Бархатова К. А., Рассеянные звездные скопления, Астрон. журн. 27, № 3, 1950.
5. Гуревич Л. Э. и Левин Б. Ю., Эволюция систем гравитирующих тел, ДАН СССР, 60, № 5, 1950.
6. Маркарян Б. Е., О классификации открытых (галактических) звездных скоплений, Сообщ. Бюраканск. обсерв., вып. 5, 1950; вып. 9, 1951.
7. Маркарян Б. Е., Пересмотренный список звездных ассоциаций типа О, ДАН Арм. ССР 15, 1952.
8. Паренаго П. П., Кукаркин Б. В., Флоря Н. Ф., Система шаровых скоплений, Тр. Гаиш 16, вып. 113, 1949.
9. Холопов П. Н., Численный способ определения пространственной плотности звезд в сфероидальном звездном скоплении, Астрон. журн. 26, № 5, 1949.
10. Холопов П. Н., Пересмотренный список Т-ассоциаций и их членов, Астрон. журн. 36, 295, 1959.
11. Холопов П. Н., Эллиптичность шаровых звездных скоплений, Астрон. журн. 27, № 4, 1952.
12. Brown A., On the determination of the convergent point of a moving cluster from proper motions, ApJ 112, № 2, 1950.
13. Bruggencate P. ten, Sternhaufen, Berlin, 1927.
14. Collinder P., On structural properties of open galactic clusters and their spatial distribution.
15. Dreyer J. E. L., A new general catalogue of nebulae and clusters of stars, Mem. RAS 49, Part I, 1888.
16. Dreyer J. E. L., Index catalogue of nebulae found in the years 1888—1894, Mem. RAS 51, 1895.
17. Dreyer J. E. L., Second Index Catalogue of nebulae and clusters of stars, Mem. RAS 59, Part II, 1908.
18. Halton C. A., Color-magnitude diagrams for seven globular clusters, Astron. J. 60, № 9, 1955.
19. Lohmann W., Die Entfernungen der kugelformigen Sternhaufen, Zeitschr. für Astrophys. 30, 1952.
20. Mowbray A. G., The diameters of globular clusters, ApJ 104, 1, 1946.
21. Plummer, The distribution of stars in globular clusters, MN 76, 1915.
22. Sandage A. R., The luminosity function for the globular cluster M3, Astron. J. 59, 162, 1954.
23. Shapley H., Star clusters, New York, 1930.
24. Trumpler R. J., Preliminary results on the distances, dimensions and space distribution of open star clusters, Lick Observ. bull. 14, N 420, 1930.
25. Trumpler R. J., Galactic star clusters, ApJ 91, 1940.

## ГЛАВА XXII

### ВНЕГАЛАКТИЧЕСКАЯ АСТРОНОМИЯ

§ 175. Введение. Среди объектов, имеющих вид туманностей, большую часть составляют системы, лежащие за пределами Галактики. Эти системы по своему составу и масштабам аналогичны Галактике и потому называются галактиками. Из 103 объектов каталога Мессье 34 являются галактиками. Их доля в каталогах NGC и IC (об этих каталогах см. § 169) еще больше. Если же составить полный каталог слабых туманных объектов, то объекты, не являющиеся галактиками, составят в нем совершенно ничтожную долю.

Первая внегалактическая туманность была открыта и описана уже в 1612 г. Симоном Мариусом (Германия). Это была спиральная галактика в Андромеде. Однако вопрос о том, являются ли туманные объемы спиральной и эллиптической формы галактическими или внегалактическими объектами, был решен лишь в XX в. В 1917 г. Ричи и Кертис открыли в ближайших галактиках новые звезды. В 1924—1926 гг. Хабл при помощи 2,5-м телескопа разложил на звезды внешние области нескольких спиральных галактик, а в 1944 г. Бааде разложил на звезды ядра этих спиральных галактик и несколько эллиптических галактик. Этим было окончательно установлено, что изучаемые объекты лежат за пределами Галактики и являются подобно ей звездными системами.

§ 176. Классификация галактик Хабла. Систематическое изучение внегалактических объектов было начато в двадцатые годы нашего века Хаблом. Именно эти годы следует считать началом развития новой области астрономии — внегалактической астрономии.

В 1926 г. Хабл предложил следующую классификацию галактик.

Галактики делятся на правильные и неправильные. Правильные галактики делятся на спиральные, обозначаемые S, и эллиптические, обозначаемые E.

Спиральные галактики (их часто сокращенно называют спиральями) являются сильно сжатыми системами. Если эти системы видны в плане, то наблюдается яркое ядро, из которого выходят спиральные ветви. При наблюдении с ребра спиральная галактика имеет вид сильно сжатого эллипса с утолщением в центральной части (ядро) и несколько заостренными концами. Вдоль большой оси эллипса тянется темная полоса, образуемая поглощающей свет темной материей, которая в этих системах, как и в нашей Галактике, сконцентрирована около плоскости симметрии.

Спиральные галактики Хабл разбил на три подкласса в зависимости от относительных размеров ядра и степени развитости спиральных ветвей. При этом использована закономерность, состоящая в том, что чем сильнее развиты спиральные ветви, тем меньше относительная величина ядра.

Спиральные галактики со слабо развитыми, иногда только намечающимися спиральными ветвями и большим ядром (рис. 193 — NGC 2681; Sa, kS1; здесь и далее после названия галактики указывается ее тип по Хаблу и в некоторых случаях по Моргану) обозначаются Sa. При наблюдении

галактик этого подтипа с ребра видно, что они менее сильно сжаты, чем другие спирали (рис. 194 — NGC 4594, Sa, kS6).

Спиральные галактики Sb имеют несколько более развитые спиральные ветви (рис. 195 — NGC 2841, Sb), а ядра у них меньше, чем у подтипа Sa.

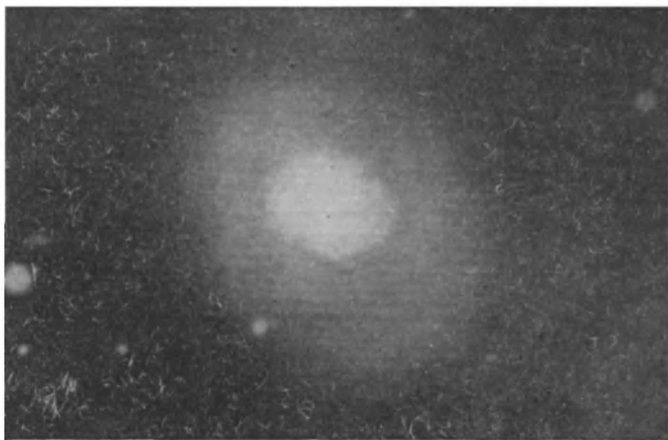


Рис. 193.

У спиралей Sc спиральные ветви очень сильно развиты (рис. 196 — NGC 5364, Sc, fig S4); в некоторых случаях они расслоены, так что создается



Рис. 194.

впечатление начинающегося распада спиральной структуры (рис. 197 — NGC 598, Sc, f S3). Наблюдаемые с ребра галактики Sc показывают очень сильное сжатие (рис. 198 — NGC 4565, Sc).

В соответствии с существовавшей в двадцатые годы и ныне оставленной гипотезой Джинса, согласно которой спирали эволюционировали от Sa через Sb к Sc, спирали Sa принято называть «ранними», Sb — «промежуточными», а Sc — «поздними» спиралями.

У некоторых спиральных галактик ядро находится в середине прямой полосы (перемычки), а спиральные ветви выходят из концов перемычки

(рис. 199 — NGC 2859, SBa; рис. 100 — NGC 1300, SBb, fB2). Такие спирали с перемычкой (barred spirals) обозначаются добавлением буквы В и аналогично обычным спиралям, в зависимости от степени развития ветвей, обозна-



Рис. 195.

чаются SBa, SBb, SBc. Эти галактики как бы составляют ветвь, параллельную спиралям Sa, Sb, Sc. Они называются также пересеченными спиралями.

Эллиптические галактики (обозначаемые буквой E), в отличие от спиральных, бесструктурны. Поверхностная яркость в них постепенно убывает от центра к краям (рис. 201 — NGC 221, E2; рис. 202 — NGC 3115, E7).



Рис. 196.

Дополнительной характеристикой их является показатель сжатия видимого эллипса, равный

$$10 \cdot (1 - \eta), \quad (1)$$

где  $\eta$  — сферичность видимого эллипса, равная малой полуоси эллипса, выраженной в единицах большой полуоси. Показатели сжатия для отдельных галактик принято писать с точностью до единицы. Самые сильно сжатые

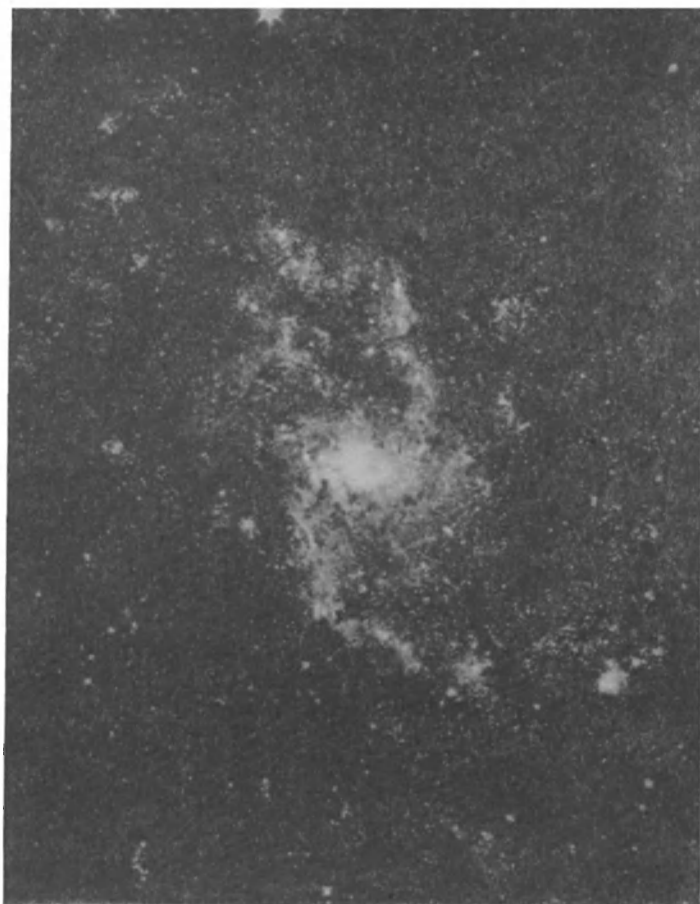


Рис. 197.



Рис. 198.



эллиптические галактики имеют показатель сжатия 7 и, следовательно, обозначаются Е7. Круглые эллиптические галактики имеют обозначение Е0. Встречаются и все промежуточные показатели сжатия. Показатели видимых



Рис. 199.

сжатий у спиралей, наблюдаемых с ребра, равны 8, 9 и 10. Однако показатель видимого сжатия спирали не рассматривается как физическая характеристика, так как он в основном определяется ориентировкой Галактики по отношению к наблюдателю.



Рис. 200.

Неправильные галактики характерны отсутствием явных признаков какой-либо симметрии (рис. 203—NGC 4449, I I). Они обозначаются буквой I. Неправильные галактики впоследствии были разбиты на два подтипа, существенно отличающихся друг от друга. Первый подтип, к которому принадлежат Магеллановы Облака, характерен признаками структуры, напоминающей спиральную, а также относительно высокой светимостью. Его отличает также состав, в котором преобладает I тип звездного населения. Галактики

этого подтипа в настоящее время принято обозначать II. Второй подтип, к которому относятся близкие галактики в созвездиях Скульптора и Печи, имеет особое отличительное свойство — очень низкую поверхностную яркость без сколько-нибудь заметной концентрации к центральным областям.

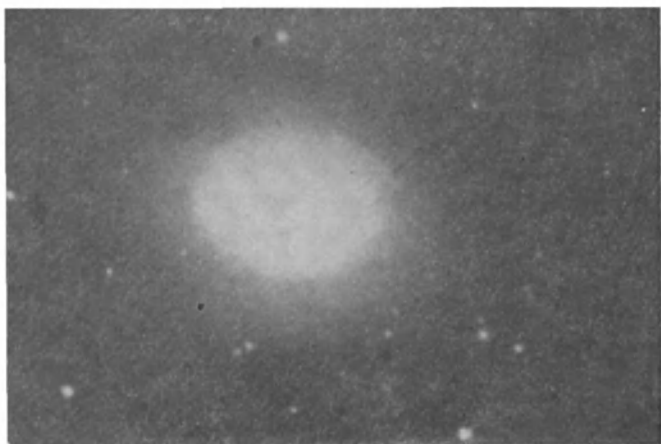


Рис. 201.

Это самые абсолютно слабые из обнаруженных галактик. Состоят они исключительно из II типа населения. Галактики этого подтипа обозначаются I II.

Впоследствии Шепли и Хабл ввели еще подкласс галактик S0. Эти галактики характерны более сильным сжатием, чем эллиптические. Кроме того,



Рис. 202.

у них заметно ядро, которого у эллиптических галактик нет. В то же время галактики S0 не имеют спиральных ветвей, таким образом, фактически не являются спиралями.

Схематически классификация галактик Хаббла может быть представлена так:

$$E1 - E2 - E3 - E4 - E5 - E6 - E7 \begin{cases} Sa - Sb - Sc \\ SBa - SBb - SBc \end{cases} I.$$



Рис. 203.



Рис. 204.

Написанная схема может в какой-то мере отражать эволюцию галактик, однако ни в коем случае нельзя утверждать, что эта схема определяет характер эволюции галактик.

Классификация Хаббла широко используется и в настоящее время. Однако изучение большого числа галактик, выполненное за последние годы, показало весьма большое разнообразие среди них, в особенности среди спиральных галактик. Имеются характерные особенности, не учитываемые классификацией Хаббла, например, у многих галактик, считающихся спиральными, на самом деле спиральных ветвей нет, и они имеют кольцеобразную структуру (рис. 204 — NGC 4826). Наблюдаются различные промежуточные формы, поэтому выдвинуты предложения развить классификацию Хаббла. Так, Вокулер (1957) предложил следующую более подробную классификацию. Основные классы галактик: эллиптические (E), чечевицеподобные (S0), спиральные (S), неправильные (I). Чечевицеподобные и спиральные распадаются на два семейства — обычные (SA) и пересеченные (SB) с промежуточным типом (SAB). Спиральные галактики образуют две разновидности — собственно спиральные (s) и кольцевые (r) с промежуточным типом (rs). В зависимости от развития спиральной структуры спиральные галактики образуют последовательность: ранние (a), промежуточные (b), поздние (c), очень поздние (d) и типа Магеллановых Облаков (Sm). Последние по классификации Хаббла относились к неправильным галактикам. Однако Вокулер обнаружил в обоих Магеллановых Облаках признаки спиральной структуры и, кроме того, указал на принадлежность к этому типу еще нескольких галактик. Это все двойные галактики, и Вокулер считает, что в них произошло существенное разрушение спиральной структуры в результате взаимодействия.

Таким образом, подтип I I принимает у Вокулера ввиду обнаружения признаков спиральной структуры обозначение Sm. Что касается неправильных галактик I II, то они в классификации Вокулера являются единственными представителями класса неправильных галактик и обозначаются просто I.

§ 177. Определение расстояний до галактик. Во внегалактической астрономии наиболее употребительны следующие единицы расстояния: килопарсек (*кпс*), равный тысяче парсеков, и мегапарсек (*Мпс*), равный миллиону парсеков. В килопарсеках измеряются размеры галактик, расстояния до близких галактик, размеры небольших скоплений галактик. В мегапарсеках измеряются расстояния до далеких галактик и их скоплений и диаметры больших скоплений галактик.

Правильное определение расстояний до галактик является важнейшей задачей внегалактической астрономии. Для этого используются следующие методы, разработанные в основном Хабблом.

1. М е т о д ц е ф е и д. Это известный метод, в котором по периоду цефеиды находится ее абсолютная величина. Если как-то учесть поглощение, то, оценивая видимую величину, получают модуль расстояния. Метод цефеид можно считать основным. Он способен давать довольно точные результаты. Кроме того, этот метод до самого последнего времени монопольно использовался для калибровки остальных методов определения внегалактических расстояний — совершенно так же, как метод тригонометрических параллаксов используется для калибровки методов измерения расстояний в Галактике. Поэтому систематические ошибки в методе цефеид должны автоматически переноситься на все остальные методы определения внегалактических расстояний. Но сам метод цефеид калибруется при помощи метода тригонометрических параллаксов, так что последний метод лежит, конечно, в основе всех методов определения расстояний в астрономии.

До самых последних лет в галактиках можно было обнаружить и использовать для измерения расстояний только долгопериодические цефеиды.

Короткопериодические цефеиды ввиду их сравнительно невысокой светимости были недоступны для крупнейших инструментов даже в ближайших галактиках.

2. Метод новых звезд основан на том, что новые в момент максимума блеска имеют абсолютную величину около  $-7^m$ . При использовании этого метода важно, чтобы видимая величина новой измерялась действительно близ момента максимума блеска. Обычно ввиду очень быстрого возрастания и медленного спада светимости новой момент максимума блеска пропускается, в результате чего получают заниженное значение блеска новой и, следовательно, завышенное расстояние. Поправки, которые можно вносить за среднее опоздание, могут быть надежными, если в данной галактике наблюдалось достаточное число новых.

Другой способ применения новых звезд состоит в том, что измеряют их блеск через определенное число дней (10, 15, 20) после максимума. Можно считать, что через такие промежутки времени после максимума средняя звездная величина новых равна соответственно  $-6$ ,  $-5$ ,  $-4^m$ , причем ввиду того, что в эти моменты спад кривой блеска значительно более пологий, чем около максимума, ошибка в определении момента максимума не играет столь существенной роли. Недостаток этого метода состоит в том, что он пригоден лишь для самых близких галактик — тех, в которых новые видны много дней спустя после максимума.

3. Метод ярких звезд основан на предположении, что по крайней мере в галактиках одного типа абсолютные величины ярчайших звезд одинаковы. В частности, предполагается, что у спиралей ярчайшие звезды имеют светимость ярчайших звезд Галактики. Обычно рассматривают среднюю видимую величину одного-двух десятков ярчайших звезд.

4. Метод шаровых скоплений, аналогично предыдущему методу, основан на предположении, что шаровые скопления, наблюдаемые в других галактиках, имеют в среднем ту же абсолютную величину, что и шаровые скопления в нашей звездной системе.

5. Метод диаметров колец недавно предложен Вокулером (1957), обнаружившим, что диаметры колец у галактик, имеющих кольцевую структуру, приблизительно одинаковы даже для различных типов (Sra, Srb, Src, Srd), тогда как средний размер спирали для Sc и Sd вдвое больше, чем для Sa. Средний размер кольца  $2,5$  кпс со средним отклонением в  $0,4$  кпс. Если известен линейный диаметр кольца, то по его угловой величине определяется расстояние. При помощи крупнейших телескопов могут быть измерены круги с диаметром  $0',1$ . Это соответствует расстоянию в  $80$  Мпс, совершенно недоступному для предыдущих четырех методов. Достоинство предложенного метода состоит также в том, что он не требует учета поглощения света. Метод кольцевых диаметров еще почти не применялся в практике.

6. Метод интегральных величин состоит в определении расстояния путем сравнения видимой интегральной величины и абсолютной интегральной величины, которая для галактик данного типа может предполагаться одинаковой. Значение этого метода заключается в том, что он позволяет оценивать расстояния до далеких галактик, в которых уже нельзя выделить отдельные объекты, используемые в предыдущих пяти методах. Но этот метод неточен, так как дисперсия абсолютных величин велика даже для галактик одного типа.

7. Метод средних диаметров основан на предположении, что линейные диаметры галактик данного типа одинаковы, и, следовательно, угловая величина большого диаметра галактики зависит только от расстояния. Этот метод ненадежен, так как дисперсия линейных диаметров у каждого типа значительна. Кроме того, величина измеренного углового диаметра,

как было указано выше, зависит от того, какую поверхностную яркость способен уловить применяемый при измерениях метод.

8. Метод лучевых скоростей. Этот метод основан на открытии Хаблом закона красного смещения, состоящем в том, что линии в спектрах галактик смещены в красную сторону, причем относительное смещение каждой линии в среднем пропорционально расстоянию. Если считать, что наблюдаемое смещение линий вызывается эффектом Доплера, то будет справедливо соотношение

$$v = H \cdot r, \quad (2)$$

где  $v$  — скорость удаления галактики,  $r$  — расстояние до галактики,  $H$  — постоянная Хаббла.

Согласно определению Хаббла (1936),  $H$  равно  $540 \text{ км/сек/Мгпс}$ .

Если красное смещение спектров вызывается не эффектом Доплера, а какой-то другой причиной, то соотношение (2) приобретает условный характер и скорость  $v$  должна пониматься символически. Однако это никак не скажется на применении формулы (2) для определения расстояний до галактик.

Закон (2) выполняется лишь в среднем. Каждая галактика имеет еще свою peculiarную лучевую скорость. Средняя величина peculiarных остаточных скоростей галактик оценивается в  $400\text{--}500 \text{ км/сек}$  и, по-видимому, мало зависит от расстояния. Сравнение этой величины со значением  $H$  показывает, что для определения расстояний до отдельных галактик метод лучевых скоростей можно применять только для расстояний, превышающих  $10 \text{ Мгпс}$ . Для очень далеких объектов этот метод является наиболее надежным при условии, что постоянная Хаббла определена достаточно точно.

§ 178. Видимые величины, абсолютные величины, диаметры и поверхностные яркости галактик. Приведем список 20 наиболее ярких галактик, опубликованный Шепли в 1958 г. (табл. 1).

Таблица 1

| № п/п | Название или № по NGC | № по Мессье | $m_p$ | $\alpha$   | $\delta$        | $l$         | $b$         | Тип по Хабблу | Тип по Моргану | $r$ , кпс | Угловые размеры   |
|-------|-----------------------|-------------|-------|------------|-----------------|-------------|-------------|---------------|----------------|-----------|-------------------|
| 1     | БМО                   | —           | 1,2   | $5^h 26^m$ | $-69^\circ$     | $247^\circ$ | $-33^\circ$ | I I           |                | 22        | $180'$            |
| 2     | ММО                   | —           | 2,8   | 0 50       | $-73$           | 268         | $-45$       | I I           |                | 25        | $180'$            |
| 3     | 224                   | M31         | 4,5   | 0 40,0     | $+41^\circ 00'$ | 90          | $-20$       | Sb            | kS5            | 230       | $200' \times 90'$ |
| 4     | 598                   | M33         | 6,7   | 1 31,1     | $+30 24$        | 102         | $-30$       | Sc            | fS3            | 220       | $10' \times 10'$  |
| 5     | 253                   | —           | 7,6   | 0 45,1     | $-25 34$        | 91          | $-37$       | Sc            | afS6           |           |                   |
| 6     | 55                    | —           | 7,8   | 0 12,5     | $-39 30$        | 183         | $-84$       | Sc            | aI             |           |                   |
| 7     | 5236                  | M83         | 8,0   | 13 43,3    | $-29 37$        | 287         | $+32$       | Sc            | fgS1           | 900       | $10' \times 8'$   |
| 8     | 3031                  | M81         | 8,1   | 9 51,5     | $+69 18$        | 109         | $+42$       | Sb            | kS4            | 770       | $16' \times 10'$  |
| 9     | 4594                  | M104        | 8,6   | 12 37,3    | $-11 21$        | 269         | $+51$       | Sb            | kS6p           | 2500      | $7' \times 1',5$  |
| 10    | 5457                  | M101        | 8,6   | 14 1,4     | $+54 35$        | 66          | $+60$       | Sb            | fS1            | 900       | $22' \times 22'$  |
| 11    | 4826                  | M64         | 8,7   | 12 54,3    | $+21 47$        | 246         | $+82$       | Sb            | fgS4p          | 900       | $8' \times 4'$    |
| 12    | Система в Скульпторе  | —           | 8,9   | 0 58,9     | $-33 50$        | 226         | $-83$       | I II          |                | 70        | $45'$             |
| 13    | 4736                  | M94         | 9,0   | 12 48,6    | $+41 23$        | 83          | $+76$       | Sb            | gS3            | 900       | $5' \times 3'$    |
| 14    | Система в Печи        | —           | 9,1   | 2 39,4     | $-34 34$        | 201         | $-64$       | I II          |                | 150       | $50'$             |
| 15    | 3034                  | —           | 9,2   | 9 51,9     | $+69 56$        | 108         | $+42$       | I I           | aI             | 500       | $13' \times 8'$   |
| 16    | 4945                  | —           | 9,2   | 13 2,4     | $-49 01$        | 273         | $+12$       | S             |                |           | $11' \times 2'$   |
| 17    | 221                   | M32         | 9,3   | 0 40       | $+40 36$        | 90          | $-22$       | E2            | kE3            | 230       | $12' \times 8'$   |
| 18    | 2403                  | —           | 9,3   | 7 32       | $+65 43$        | 118         | $+30$       | Sc            | aS4            | 500       | $10' \times 6'$   |
| 19    | 5194                  | M51         | 9,3   | 13 27,8    | $+47 27$        | 66          | $+68$       | Sc            | fS1            | 900       | $14' \times 10'$  |
| 20    | 205                   | —           | 9,5   | 0 37,6     | $+41 25$        | 89          | $-21$       | E5            | Ep             | 230       | $26' \times 16'$  |

Как показывает таблица, невооруженному глазу доступны лишь три галактики: Большое Магелланово Облако (БМО), Малое Магелланово Обла-

ко (ММО) и галактика в созвездии Андромеды NGC 224 (М 31). Число галактик с видимой величиной до  $7^m,9$  — шесть, от  $8^m,0$  до  $8^m,9$  — шесть и от  $9^m,0$  до  $9^m,5$  — семь. Это показывает, что число галактик данной видимой величины растет с видимой величиной. Ярчайшие галактики распределены поровну между южным и северным галактическими полушариями. Однако они не распределены равномерно по небу. Особенно заметно их почти полное отсутствие в поясе —  $20^\circ < b < +20^\circ$ . В этом поясе, составляющем более  $\frac{1}{3}$  площади всего неба, следовало ожидать семь галактик из наиболее ярких, а имеется лишь одна. Очевидно, что это вызвано сильным поглощением света в низких широтах. Весьма вероятно, что поглощение света в областях у галактического экватора скрывает несколько близких и ярких галактик.

Приведем также список 34 ближайших галактик (включая нашу Галактику), составленный по данным Хольмберга 1950 г. (табл. 3, стр. 618—619).

Этот список, без сомнения, далек от полноты. Его должно будет пополнить известное количество близких, но слабых (карликовых) галактик. Указанием на это является, например, отсутствие галактик слабее  $12^m,7$  в группе М 101. Здесь, по-видимому, выявлены только относительно яркие члены. Кроме того, вероятно, значительное число близких галактик, расположенных в низких галактических широтах, не наблюдается из-за поглощения света в Галактике.

На основании данных о ближайших галактиках Хольмберг получил следующие значения для средних абсолютных величин и их дисперсий в зависимости от типа галактики (табл. 2).

Таблица 2

| Тип | Число галактик | $\bar{M}_p$ | $\sigma_M$ |
|-----|----------------|-------------|------------|
| E   | 6              | —12,2       | 1,1        |
| S   | 10             | —14,8       | 1,8        |
| I   | 12             | —13,6       | 1,7        |
| Все | 28             | —13,5       | 1,85       |

Хабл, основываясь на ярких галактиках, получил для всех типов  $\bar{M}_p = -14^m,2$  и  $\sigma_M = 0^m,85$ .

Это расхождение понятно, так как рассмотрение ярких галактик приводит к селекции галактик высокой светимости, что увеличивает среднюю светимость и уменьшает ее дисперсию. Можно полагать, что после того как будут выявлены новые слабые близкие галактики, средняя светимость для всех типов еще уменьшится, а ее дисперсия несколько возрастет. Тем не менее дисперсия абсолютных величин галактик безусловно значительно меньше дисперсии абсолютных величин звезд, для которых  $\sigma_M \approx 4^m$ . Это различие дисперсий абсолютных величин звезд и галактик находит свое выражение, например, в том, что из 20 ярчайших галактик 13 входит в число 33 ближайших объектов. В то же время таблицы 6 и 7 главы XVIII показывают, что из 20 ярчайших звезд лишь четыре входит в число 33 ближайших объектов.

По данным табл. 2 Хольмберг построил функцию светимости ближайших галактик, график которой (II) приведен на рис. 205. Здесь же приведены графики функций светимости Хабла (I) и Цвикки (III). Хабл строил функцию светимости по всем видимым галактикам, т. е. по всем галактикам до данной видимой величины, предполагая функцию светимости нормальной. Функ-

Таблица 3

| №<br>п/п                | Название или обозначение     | Тип<br>по Хаблу | Тип<br>по<br>Моргану | m <sub>p</sub> | M <sub>p</sub> | Модуль расстояния |                                         | v,<br>не исправлен-<br>ная за движе-<br>ние Солнца,<br>км/сек | Показатели<br>цвета | Угловые<br>диаметры | Линейные<br>размеры,<br>кпс |
|-------------------------|------------------------------|-----------------|----------------------|----------------|----------------|-------------------|-----------------------------------------|---------------------------------------------------------------|---------------------|---------------------|-----------------------------|
|                         |                              |                 |                      |                |                | наблю-<br>денный  | исправ-<br>ленный<br>за погло-<br>щение |                                                               |                     |                     |                             |
| Местная группа галактик |                              |                 |                      |                |                |                   |                                         |                                                               |                     |                     |                             |
| 1                       | Галактическая система        | Sb или Sc       |                      |                |                |                   |                                         |                                                               |                     |                     | 26                          |
| 2                       | БМО                          | I I             |                      | 1,2            | -15,9          | 17,1              | 16,7                                    | +276                                                          |                     | 780'                | 4,6                         |
| 3                       | ММО                          | I I             |                      | 2,8            | -14,5          | 17,3              | 17,0                                    | +168                                                          |                     | 180'                | 3,5                         |
| 4                       | Система в Скульпторе         | I II            |                      | 8,8            | -10,6          | 19,4              | 19,2                                    |                                                               |                     | 45'                 | 0,9                         |
| 5                       | Система в Печи               | I II            |                      | 9,1            | -11,9          | 21,0              | 20,8                                    | +149                                                          |                     | 50'                 | 2,1                         |
| 6                       | NGC 6822                     | I               | L                    | 9,1            | -12,4          | 21,6              | 21,0                                    | -34                                                           |                     | 20'                 | 0,9                         |
| 7                       | » 147                        | E3              | L                    | 10,5           | -11,9          | 22,4              | 21,5                                    |                                                               | +0,73               | 18'×12'             | 1,0×0,7                     |
| 8                       | » 185                        | E1              | Ep                   | 10,2           | -12,2          | 22,4              | 21,5                                    | -270                                                          | +0,74               | 14'×12'             | 0,8×0,7                     |
| 9                       | » 205                        | E5              | Ep                   | 8,9            | -13,5          | 22,4              | 21,8                                    | -239                                                          | +0,71               | 26'×16'             | 1,7×1,0                     |
| 10                      | » 221                        | E2              | kE3                  | 9,1            | -13,3          | 22,4              | 21,8                                    | -220                                                          | +0,90               | 12'×18'             | 0,8×0,5                     |
| 11                      | » 224                        | Sb              | kS5                  | 4,3            | -18,1          | 22,4              | 21,8                                    | -267                                                          | +0,86               | 197'×92'            | 13,1—6,0                    |
| 12                      | » 1613                       | I               |                      | 10,0           | -12,0          | 22,0              | 21,8                                    | -235                                                          | +0,39               | 23'×23'             | 1,5—1,5                     |
| 13                      | » 598                        | Sc              | fS3                  | 6,2            | -16,1          | 22,3              | 21,9                                    | -190                                                          | +0,40               | 83'×53'             | 5,8×3,7                     |
| 14                      | Система Вольфа—<br>Лундмарка | I II            |                      | 11,1           | -11,2          | 22,3              | 22,0                                    |                                                               |                     | 13'                 | 1,0                         |
| 15                      | NGC 6946                     | Sc              | afS1                 | 11,1           |                |                   |                                         | +34                                                           |                     |                     |                             |

|    |                     |      |      |      |       |      |      |      |       |         |         |
|----|---------------------|------|------|------|-------|------|------|------|-------|---------|---------|
| 16 | IC 10               | Sc   |      |      |       |      |      | -343 |       |         |         |
| 17 | » 342               | Sc   |      |      |       |      |      | -20  |       |         |         |
| 18 | Система в Льве      | I II |      |      |       |      |      |      |       |         |         |
| 19 | Система в Секстанте | I II |      |      |       |      |      |      |       |         |         |
| 20 | NGC 2366            | I    | aL   | 12,6 | -11,4 | 24,0 | 23,6 | +140 |       | 10'     | 1,5     |
| 21 | » 2403              | Sc   | aS4  | 8,8  | -15,2 | 24,0 | 23,6 | +66  |       | 23'×15' | 4,4×2,2 |
| 22 | » 2976              | Sc   |      | 10,7 | -13,3 | 24,0 | 23,6 | +40  | +0,64 | 10'×6'  | 1,5×9,0 |
| 23 | » 3031 (M 81)       | Sb   | kS4  | 7,8  | -16,2 | 24,0 | 23,6 | -55  | +0,85 | 35'×14' | 5,3×2,1 |
| 24 | » 3034              | I    | aI   | 9,2  | -14,8 | 24,0 | 23,6 | +263 | +0,81 | 13'×8'  | 2,0×1,3 |
| 25 | » 3077              | I    | Ep   | 10,6 | -13,4 | 24,0 | 23,6 | -130 | +0,68 | 9'×8'   | 1,4×1,2 |
| 26 | » 2574              | I    |      | 10,9 | -13,1 | 24,0 | 23,6 | +17  | +0,29 | 16'×8'  | 2,4×1,2 |
| 27 | HO I                | I    |      | 13,3 | -10,7 | 24,0 | 23,6 |      | +0,29 | 5'×5'   | 0,8×0,8 |
| 28 | HO II               | I    |      | 11,1 | -12,9 | 24,0 | 23,6 |      | +0,34 | 10'×10' | 1,5×1,5 |
| 29 | NGC 5194            | Sc   | fS1  | 8,9  | -15,1 | 24,0 | 23,7 | +438 | +0,53 | 14'×10' | 2,2×1,5 |
| 30 | » 5195              | I    | Ip   | 10,5 | -13,5 | 24,0 | 23,7 | +542 | +0,98 | 9'×7'   | 1,4×1,1 |
| 31 | » 5204              | Sc   | fS4  | 11,2 | -12,8 | 24,0 | 23,7 | +270 |       | 10'     | 1,6     |
| 32 | » 5457 (M 101)      | Sc   | fS1  | 8,2  | -15,8 | 24,0 | 23,7 | +285 | +0,30 | 28'     | 4,5     |
| 33 | » 5474              | Sc   | fS1p | 11,2 | -12,8 | 24,0 | 23,7 | +230 | +0,31 | 7'      | 1,1     |
| 34 | » 5585              | Sc   | fgS4 | 11,3 | -12,7 | 24,0 | 23,7 | +300 | +0,35 | 9'×6'   | 14×1,0  |



ция светимости Хольмберга асимметрична и мода ее приходится на  $-12^m$ , 2. Функция Хольмберга ближе к реальной функции светимости, чем функция Хабла, так как последняя искажена селекцией. Однако следует иметь в виду, что функция Хольмберга построена на весьма небольшом материале самых близких галактик. Кроме того, нужно помнить, что состав больших скоплений галактик сильно отличается от состава галактик поля (что видно хотя бы по различному распределению сжатий галактик) и функция Хольмберга может рассматриваться только как функция светимости для галактик, не входящих в большие скопления.

Существует также мнение, что функция светимости не имеет максимума, что число галактик монотонно растет по мере уменьшения их светимости,

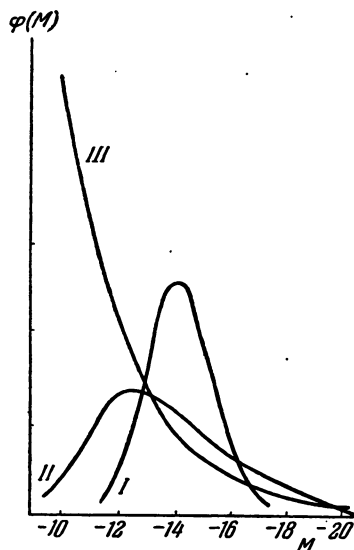


Рис. 205.

а получаемые максимумы есть следствие селекции, так как очень слабые галактики невозможно наблюдать из-за их слабости. Предполагается, что существует постепенный переход от галактик к шаровым скоплениям и другим звездным скоплениям меньшей мощности. Так, Цвикки (1957) предложил считать функцию светимости галактик монотонной функцией вида

$$\varphi(M) = A [10^{0,2 \cdot (M - M_0)} - 1] \quad (3)$$

и определять ее параметры по двум точкам правой ветви функции Хольмберга, дающей распределение галактик высокой светимости. Очевидно, что функция (3) не может быть нормирована. График ее (III) также приведен на рис. 205.

Против этого мнения об отсутствии границы, отделяющей галактики от шаровых скоплений, выступает Бааде, указывающий на то, что самые абсолютно слабые из известных галактик все-таки на 2—3 величины ярче шаровых скоплений наибольшей светимости.

Заметим, наконец, что функция светимости Хабла и Хольмберга и все данные табл. 1 и

2, касающиеся модулей расстояний, абсолютных величин и линейных размеров, должны быть существенно изменены в связи с тем, что, как впервые показал Бааде (1953), принятая шкала внегалактических расстояний, основанная на методах, разработанных Хаблом, неверна (см. об этом подробнее в § 183). Оказывается, модули всех внегалактических расстояний должны быть увеличены по крайней мере на  $1^m$ , 5. Тогда ту же по величине, но отрицательную поправку получают абсолютные величины галактик. Средняя абсолютная величина галактик, по Хольмбергу (если принять поправку  $1^m$ , 5), станет равной  $-15^m$ , 5, а абсолютная величина NGC 224 (M 31) будет равна  $-19^m$ , 6, что равно абсолютной величине нашей Галактики, также оцениваемой в  $-19^m$  или  $-20^m$ . Таким образом, Галактика не является исключительным по светимости объектом, но тем не менее ее следует отнести к числу самых гигантских галактик.

Увеличение модуля расстояния на  $1^m$ , 5 согласно соотношению

$$r = 10^{0,2(m-M)} \quad (4)$$

приводит к увеличению  $r$  в  $10^{0,3}$  раз, или, почти точно, в два раза. Значит, в табл. 2 линейные размеры всех галактик, кроме нашей Галактики, должны быть удвоены. Размеры NGC 224 сравниваются с размерами нашей Галактики, размеры же других галактик и после этого останутся существенно меньшими, чем размеры Галактики. Это объясняется, прежде всего, тем, что Галактика

и NGC 224 действительно являются гигантскими системами и все остальные ближайшие галактики существенно уступают им по размерам. Однако разница заметно уменьшилась бы, если бы размеры всех галактик определялись с помощью высокочувствительных методов.

Измеряемые угловые размеры галактик в сильной степени зависят от применяемого метода измерения. Если производится обыкновенное фотографирование, то размеры галактики получаются тем большими, чем больше светосила инструмента, длительнее экспозиция, чувствительнее пластинка и т. д. Применение фотоэлектрических методов позволяет зафиксировать более внешние области галактик. Наконец, метод звездных подсчетов, который можно применять к ближайшим, разрешимым на звезды галактикам, приводит к определению, по-видимому, реальных границ галактик. Эти границы определяются как места, где число звезд до данной величины на единицу площади неба перестает обнаруживать избыток в сравнении со средним числом звезд для окружающего поля. Метод звездных подсчетов Вокулер (1955) применил к Магеллановым Облакам и получил угловой размер Большого Магелланова облака  $1200'$ , а Малого Магелланова Облака  $540'$ . Угловые размеры других галактик (за исключением NGC 224, которая весьма интенсивно изучалась) в табл. 2 преуменьшены еще сильнее. Можно утверждать, что данные табл. 2 дают размеры лишь внутренних, более ярких областей галактик. Если бы теми же фотографическими методами наблюдателем, находящимся в другой звездной системе, определялись размеры нашей Галактики, то Солнце для него оказалось бы за пределами Галактики.

Большие различия между диаметрами галактик в табл. 2 показывают, что метод определения расстояний до галактики по их угловым размерам действительно неточен.

Если известна интегральная видимая величина  $m$  галактики и ее больший и меньший угловые размеры  $\alpha$  и  $\beta$ , выраженные в минутах дуги, то средняя поверхностная яркость галактики в звездных величинах на квадратную минуту  $\overline{m'}$  равна  $m + 2,5 \lg(\alpha\beta)$ . Эта величина не является вполне определенной характеристикой, так как угловые размеры галактики зависят от применяемых методов измерения. Однако вполне возможно сравнение средних поверхностных яркостей галактик в какой-нибудь системе измерений. Так, например, Вокулер по данным каталога Шепли — Эймс нашел следующие средние поверхностные яркости и средние квадратичные отклонения от среднего:

| Тип        | $\overline{m'}$ | $\sigma$ |
|------------|-----------------|----------|
| E0, S0     | 11, 75          | 0, 90    |
| Sa, Sb, Sc | 13, 15          | 0, 75    |

Таким образом, средняя поверхностная яркость галактик ранних типов существенно меньше, чем у поздних типов.

Исследованием распределения поверхностной яркости по телу галактики занимались Хабл, Редман, Оорт и многие другие. Для эллиптических галактик основной вывод состоит в том, что у всех галактик этого типа закон распределения поверхностной яркости один и тот же. Различие имеется лишь в степени сжатия галактик и в значении поверхностной яркости в центре эллипса. Этот результат представляет космогонический интерес, так как показывает на общность эволюционного пути эллиптических галактик.

Хабл (1930) предложил следующий закон распределения поверхностной яркости вдоль большого и малого диаметров галактик:

$$B = \frac{B_0}{(r+a)^2}, \quad (5)$$

где  $r$  — расстояние от центра,  $B_0$  и  $a$  — параметры распределения.

Несколько лучше отражает наблюдаемые распределения поверхностных яркостей у галактик Е закон, предложенный Вокулером:

$$\lg \frac{B}{B_0} = -3,33 \left( \sqrt{\frac{r}{r_e}} - 1 \right), \quad (6)$$

где  $B_0$  — поверхностная яркость в центре, а  $r_e$  — некоторый эффективный радиус.

У спиральных галактик ввиду больших различий во внешнем виде общего закона распределения поверхностной яркости нет. Приведем опубликованный в 1955 г. Д. Е. Щеголевым график (рис. 206) изменения поверхностной яркости в желтых и синих лучах вдоль диаметра спиральной галактики

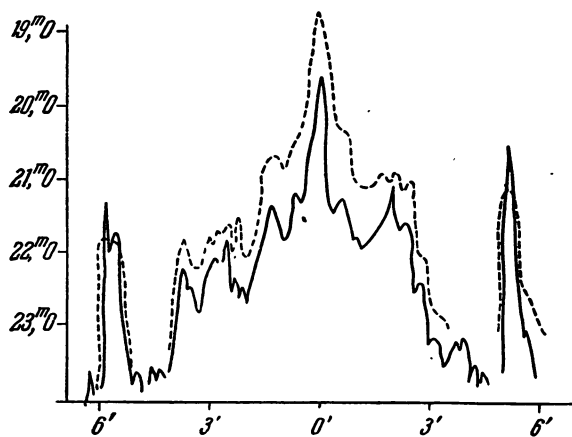


Рис. 206.

NGC 5457, наблюдаемой в плане. Сплошная линия показывает изменение поверхностной яркости в синих лучах, а пунктирная — в желтых лучах, в видимых величинах на квадратную секунду. Наблюдается острый пик яркости в центре галактики. Менее высокие пики по обе стороны от ядра относятся к спиральным ветвям и мелким ответвлениям от основных ветвей. Можно видеть, что в синих лучах все пики, связанные со спиральными ветвями, острее, чем в желтых лучах. Это показывает, что бело-голубые звезды и га-

зовые туманности сконцентрированы в спиральных ветвях сильнее, чем желтые и красные звезды. Однако и в спиральных ветвях излучение в желтых лучах не уступает (или мало уступает) излучению в синих лучах.

**§ 179. Спектры, показатели цвета и типы звездного населения галактик. Классификация галактик Моргана.** Спектры галактик являются суммированными спектрами входящих в них объектов. Обычно это спектры с линиями поглощения. Если доля излучения объектов с эмиссионными линиями (в основном газовых туманностей) в общем излучении галактики значительна, то в ее спектре наблюдаются и эмиссионные линии.

Спектры галактик ввиду их комбинированного происхождения не могут быть тождественны спектру какой-нибудь звезды. Однако при помощи сравнения интенсивностей различных линий в спектрах галактик можно определять их «спектральный класс» в соответствии с методами обычной спектральной классификации звезд. При этом очевидно, что получаемый спектральный класс должен быть близок к средневзвешенному (по светимости) спектральному классу входящих в галактику объектов.

Рассмотрим таблицу распределения по спектральным классам 572 галактик различных типов по данным Хьюмаса, Мейалла и Сандеджа (1956) (табл. 4).

Средняя ошибка в определении спектрального класса галактики оценивается примерно в половину спектрального класса. Поэтому для эллиптических галактик полученная в табл. 4 дисперсия спектральных классов, возможно, в основном вызвана ошибками в определении спектров. Однако для спиралей, в особенности для подтипов Sc+SBc и Sb+SBb, наличие значительной дис-

Таблица 4

| Спектр \ Тип |   | Sc + SBc | Sb + SBb | Sa + SBa | S0 + SB0 | E  |
|--------------|---|----------|----------|----------|----------|----|
| Эмиссионный  | 9 | 11       |          |          |          |    |
| A5—A6        | 1 | 2        | 1        |          |          |    |
| A7—A8        |   | 2        | 1        | 1        | 1        |    |
| A9—F0        | 1 | 12       | 5        | 1        | 2        | 1  |
| F1—F2        | 1 | 4        | 3        |          |          |    |
| F3—F4        |   | 1        | 5        |          | 1        |    |
| F5—F6        |   | 12       | 9        | 6        | 5        | 1  |
| F7—F8        |   | 10       | 9        | 8        | 3        | 4  |
| F9—G0        | 1 | 5        | 25       | 10       | 11       | 10 |
| G1—G2        | 1 | 11       | 10       | 18       | 25       | 33 |
| G3—G4        |   | 5        | 22       | 18       | 39       | 54 |
| G5—G6        |   | 1        | 5        | 19       | 23       | 54 |
| G7—G8        |   |          | 7        | 3        | 7        | 21 |
| G9—K0        |   |          |          |          |          |    |

персии спектральных классов внутри данного подтипа галактик не вызывает сомнений.

Из таблицы также видно, что более ранним типам галактик соответствует в среднем и более ранний спектральный класс. В табл. 5 дается средний спектральный класс для галактик каждого типа (исключены все эмиссионные спектры и неправильные галактики).

Таблица 5

| Тип      | Число галактик | Средний спектр |
|----------|----------------|----------------|
| E        | 178            | G*3,7          |
| S0 + SB0 | 117            | G*2,2          |
| Sa + SBa | 84             | G 1,4          |
| Sb + SBb | 102            | F'9,6          |
| Sc + SBc | 65             | F'6,1          |

Показатель цвета галактик по мере перехода от более ранних спектральных классов к более поздним возрастает. Следовательно, он должен возрастать и при переходе от ранних типов галактик к поздним. Это подтверждается данными о среднем показателе цвета для каждого типа галактик, полученными Хольмбергом по 23 галактикам из числа самых близких, и Стеббинсом и Уитфордом фотоэлектрическим методом по 187 галактикам (табл. 6).

Таблица 6

| Тип | Хольмберг |       | Стеббинс и Уитфорд |              |
|-----|-----------|-------|--------------------|--------------|
|     | N         | CI    | N                  | CI           |
| II  | 4         | +0,33 |                    |              |
| III | 3         | +0,82 |                    |              |
| Sc  | 8         | +0,49 | 26                 | +0,47 ± 0,08 |
| Sb  | 3         | +0,84 | 37                 | +0,82 ± 0,12 |
| Sa  | 1         | +0,81 | 17                 | +0,83 ± 0,12 |
| S0  |           |       | 32                 | +0,83 ± 0,14 |
| E   | 4         | +0,77 | 54                 | +0,86 ± 0,06 |

Данные Хольмберга показывают, что неправильные галактики и по показателю цвета резко делятся на две группы. I I имеют еще меньший показатель цвета, чем Sc, а среднее значение колор-индекса I II такое же, как и у спиралей раннего типа и E.

Весьма сложной задачей является определение по спектру галактики присутствия и численного состава объектов какого-нибудь узкого класса, например, звезд данного спектрального класса и данной светимости. Однако в некоторых случаях это возможно. Так, наличие в спектре отчетливых линий поглощения CN указывает на присутствие нормальных гигантов спектральных классов G8 — K3, так как только эти звезды могут давать подобные линии.

Суждение более общего характера — определение преобладания звезд первого или второго типа населения — производится значительно увереннее. Можно утверждать, что E- и S0-галактики состоят из II типа звездного населения, Sa и Sb — из смешанного I и II типа звездного населения, причем от Sa к Sb растет процент населения I типа. Больше всего населения I типа в галактиках Sc и I I. Существуют системы с подавляющим преобладанием I типа населения, например, Большое Магелланово Облако.

Разложение на звезды ближайших галактик и изучение их звездного состава полностью согласуется с этим заключением.

Следует ожидать, что в спектрах тех галактик, в которых большая доля населения принадлежит к I типу, чаще должны встречаться эмиссионные линии. Это подтверждается следующей таблицей данных Хьюмаса, Мейалла и Сандеджа, где указан процент галактик с эмиссионной линией  $\lambda 3727$

Таблица 7

| Тип      | Число галактик | % галактик с эмиссионными данными |
|----------|----------------|-----------------------------------|
| Sc + SBc | 41             | 85                                |
| Sb + SBb | 66             | 80                                |
| Sa + SBa | 37             | 62                                |
| S0 + SB0 | 52             | 48                                |
| E        | 82             | 18                                |

(OII) для каждого типа галактик (табл. 7).

В спектрах Sc и I I встречаются линии и более высоких потенциалов ионизации.

Показатели цвета эллиптических галактик приблизительно постоянны по всей поверхности этих галактик. В спиральных же существует резкое различие между показателями цвета ядра и показателем цвета ветвей спиралей.

Ядра значительно краснее ветвей. Согласно данным Сойфорта (1940) для семи спиралей показатель цвета ядра в среднем равен  $0^m,8$ , а в отдельных местах спиральных ветвей он составляет  $0^m,0$ . Таким образом, ядра спиралей имеют тот же цвет, что и эллиптические галактики. У них тот же спектр. Разложение на звезды ядер ближайших галактик показало также, что они состоят из населения II типа. Ветви же спиралей изобилуют голубыми гигантами и сверхгигантами, долгопериодическими цефеидами и газовыми и пылевыми облаками, т. е. в них богато представлено население I типа.

При фотографировании спиралей через красный светофильтр рисунок спиральных ветвей пропадает и изображение галактики представляется в виде гладкого эллипса. Это подтверждает, что спирали имеют бело-голубой цвет, но свидетельствует о присутствии в области спиралей также значительного числа желто-красных звезд, т. е. населения II типа.

В 1956 г. Аро сообщил об открытии галактик, показывающих сильное ультрафиолетовое излучение. В некоторых из них отношение плотностей излучения в желтых, голубых и ультрафиолетовых лучах сравнимо с отношением плотностей этих лучей для звезд предельно фиолетового цвета, таких, как белые карлики или ядра планетарных туманностей. Свет этих галактик

сильно концентрируется к центру, так что ультрафиолетовая эмиссия фактически идет из ядер. В этих случаях получены спектры, показывающие не только линию 3727 Å, но и другие линии высокого возбуждения. Среди этих галактик встречаются различные морфологические типы, во всяком случае спиральные и эллиптические. Интересно, что эти фиолетовые галактики встречаются далеко не во всех областях неба, а локализованы лишь в определенных скоплениях галактик, в частности их много в скоплении в Волосах Вероники.

Основываясь на данных о спектральных характеристиках галактик, Морган и Мейалл предложили дополнить классификацию галактик Хаббла, основанную на формах, классификацией, отражающей данные о составе населения галактик. Линии поглощения и излучения спектров, несмотря на их комбинационный характер, дают надежные сведения о характере звездного состава галактик. Спектральные классы (см. табл. 4) заключены в промежутке A5 — G8, и хотя спектральный класс показывает определенную корреляцию с типами классификации Хаббла, эта корреляция слаба и в некоторых типах, особенно Sc и Sb, дисперсия спектральных классов весьма значительна. Морган и Мейалл нашли, что корреляция между спектральным классом и степенью концентрации излучения к центру галактик значительно сильнее, чем корреляция между спектром и типом галактик, или корреляция между типом и концентрацией излучения. Чем более поздний спектральный класс, тем сильнее концентрация излучения к центру. Поэтому указание степени концентрации излучения к центру определяет одновременно и спектральный класс, а следовательно, и звездный состав.

Классификация Моргана (1958) представляет собой следующее. Неправильные галактики и спирали, не имеющие почти никакой концентрации света к центру, обозначаются буквой «а». Фиолетовая часть спектра этих галактик образована излучением звезд спектральных классов В, А и F. На другом конце последовательности находятся эллиптические и спиральные галактики с наибольшей концентрацией излучения к центру. Население этих галактик обозначается буквой «к». В спектрах центральных областей этих галактик фиолетовая область образована излучением гигантов спектрального класса К. Все остальные случаи получаются путем интерполяции по степени наблюдаемой концентрации между двумя крайними случаями.

Промежуточные типы населения обозначаются «af», «f», «fg», «g», «gk». Каждый раз при этом, хотя классификация и производится по концентрации света, выполняется условие: фиолетовые части спектров в среднем являются результатом излучения звезд-гигантов того спектрального класса, который соответствует данному обозначению.

Вторым параметром классификации Моргана является хабловский параметр формы: S — спирали, B — спирали с перемычкой, E — эллиптические галактики, I — неправильные галактики, которые дополняются типами: Ер — эллиптические галактики с заметным содержанием темной материи, D — системы с явной осевой симметрией без признаков спирального или эллиптического строения, L — системы с низкой поверхностной яркостью (соответствующие типу I II), N — системы с маленьким ярким ядром на слабом фоне. При этом спирали не разбиваются на подтипы Sa, Sb, Sc.

К системам с индивидуальными особенностями добавляется буква p.

Третьим параметром является видимое сжатие системы. Для спиралей оно очевидно характеризует наклонность к лучу зрения, так что этот параметр можно называть наклонностью. К обозначению галактик с наибольшим видимым сжатием добавляется цифра 7, а при круговой форме цифра 1. Нуль не употребляется, чтобы избежать смещения с хабловским классом S0. Все промежуточные видимые сжатия обозначаются цифрами от 6 до 2.

Так, NGC 224, которая по классификации Хаббла принадлежит к типу Sb, в классификации Моргана обозначается kS5, так как эта система имеет очень сильную концентрацию излучения к центру (главное тело состоит из II типа звездного населения) и сильный наклон главной плоскости к картинной плоскости, а следовательно, значительное видимое сжатие.

В пояснениях к рис. 193, 194, 196, 197, 200 (§ 1—2) мы наряду с указанием типа галактик по Хабблу привели их тип по Моргану.

Морган произвел классификацию 605 галактик по новой системе. Классификация Моргана является шагом вперед в вопросе рациональной классификации столь сложных объектов, какими являются галактики. Необходимо, однако, отметить, что открытые Аро фиолетовые галактики не удовлетворяют принципам, положенным в основу классификации Моргана. Эти галактики имеют сильную концентрацию излучения к центру и должны, согласно Моргану, иметь население k. Между тем в этих галактиках, включая ядра, преобладает ярко выраженное население a — бело-голубые сверхгиганты.

§ 180. Распределение галактик по типам. В 1936 г. Хаббл, классифицировав 600 ярких галактик, получил следующее распределение их по типам в процентах:

| E  | Sa + Sba | Sb + SBb | Sc + SBc |
|----|----------|----------|----------|
| 17 | 19       | 26       | 38       |

Неправильных галактик оказалось очень мало, и Хаббл в статистику их не включил.

Видимое распределение галактик по типам может совпадать с действительным распределением лишь в том случае, если средние абсолютные величины и их дисперсии галактик всех типов одинаковы. В противном случае в видимом распределении будет преувеличена численность абсолютно ярких галактик, так как они наблюдаются в большом объеме пространства, и преуменьшена численность абсолютно слабых галактик, из которых наблюдаются лишь близкие.

Согласно Хабблу в видимом распределении галактик большая часть принадлежит спиральям. Но согласно табл. 3 спирали в среднем на  $2^m,6$  абсолютно ярче, чем эллиптические галактики. Поэтому действительное соотношение этих типов совершенно иное. В 1948 г. Ю. И. Ефремов показал, что эллиптические галактики на самом деле гораздо многочисленнее спиралей.

Еще более радикального пересмотра требует вопрос о численности неправильных галактик. В статистике ярких галактик их было так мало, что Хаббл ими пренебрег. Данные табл. 3 показывают, что галактики I абсолютно ярче, чем E и, казалось, можно заключить, что в действительности в сравнении с E их еще меньше, чем это показывает видимое распределение. Однако это заключение вызвано тем, что в табл. 3 в класс I объединены и галактики II, т. е. неправильные типы MO, и I II. Между тем абсолютная величина первых около  $-15^m,5$ , а вторые намного слабее. Согласно Вилсону (1955) объекты I II наблюдаются только в окрестности Галактики. Их известно всего шесть с абсолютными величинами между  $-12^m$  и  $-8^m,5$ . Трудность обнаружения этих объектов усугубляется еще их очень низкой поверхностной яркостью. Поэтому всем известные галактики I II были найдены благодаря концентрации разреженных в них звезд. По-видимому, ряд галактик I II из числа очень близких еще не обнаружен. Если учесть это, то окажется, что в ближайших окрестностях Галактики тип I II оказывается наиболее распространенным, а это серьезный аргумент в пользу большой распространенности I II вообще. Это мнение подтверждается открытием Цвикки (1957) в скоплении галактик в Деве большого числа слабых неправильных галактик с низкой поверхностной яркостью. Из-за низкой поверхностной яркости эти галактики раньше оставались незамеченными и только фотографии, полученные на све-

тосильном 48-дюймовом телескопе Шмидта обсерватории Маунт Паломар, позволили их обнаружить.

Необходимо заметить, что распределение галактик по типам в пространстве явно неравномерно; например, в районе, окружающем нашу Галактику, много маленьких эллиптических галактик и нет гигантских эллиптических галактик. В скоплении галактик в Деве много гигантских эллиптических галактик и есть спирали всех подтипов. В скоплении же Северной Короны спиралей Sa, Sb и Sc почти нет, но много S0.

Таким образом, подобно тому как существуют различные типы звездного населения, можно утверждать о существовании различных типов галактического населения в объектах более высокого порядка, чем галактики.

§ 181. Распределение сжатых галактик. Основываясь на наблюдаемых формах галактик, а также исходя из динамических соображений, можно считать в первом приближении, что правильные галактики имеют форму сжатых эллипсоидов вращения. Эллиптические галактики удовлетворяют этому приближению лучше, чем спирали.

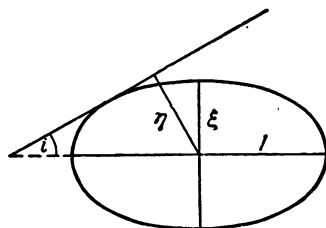


Рис. 207.

Пусть большая и малая полуоси сжатого эллипсоида вращения равны 1 и  $\xi$ . Величину  $\xi$  мы будем также называть сферичностью эллипсоида, или истинной сферичностью. Очевидно, что лишь в том случае, когда угол  $i$  между осью вращения эллипсоида и картинной плоскостью равен нулю, сферичность наблюдаемого эллипса  $\eta$ , которую мы будем называть видимой сферичностью, равна истинной сферичности. При других значениях  $i$  имеем  $\eta > \xi$ .

Найдем соотношение между  $\eta$ ,  $\xi$  и  $i$ . Из рис. 207 видно, что для этого нужно провести касательную к эллипсу с осями 1 и  $\xi$ , под углом  $i$ . Ее уравнение

$$y = kx + \sqrt{\xi^2 + k^2}, \quad (7)$$

где

$$k = \operatorname{tg} i. \quad (8)$$

Находя расстояние этой касательной от начала координат, получаем:

$$\eta = \sqrt{\frac{\xi^2 + k^2}{1 + k^2}}. \quad (9)$$

Из формул (8) и (9) следует

$$\cos^2 i = \frac{1 - \eta^2}{1 - \xi^2}. \quad (10)$$

Наблюдения могут дать функцию распределения видимых сферичностей  $\Phi(\eta)$ . Нас же интересует функция распределения галактик по истинным сферичностям  $f(\xi)$ . Найдем уравнение, связывающее эти функции. Для этого сделаем предположение (которое подтверждается рядом исследований), что все направления для осей вращения галактик равновероятны. Тогда функция распределения  $i$  будет

$$\theta(i) di = \cos i di.$$

Вероятность того, что взаимно независимые случайные величины  $i$  и  $\xi$  попадут в промежутки  $[i, i + di]$ ,  $[\xi, \xi + d\xi]$ , равна  $f(\xi) d\xi \cos i di$ . Выразив здесь  $i$  при помощи (10) и проинтегрировав по всем возможным значениям  $\xi$ ,



получим вероятность попадания  $\eta$  в промежуток  $[\eta, \eta + d\eta]$ :

$$\Phi(\eta) d\eta = d\eta \int_0^{\eta} \frac{\eta f(\xi) d\xi}{\sqrt{(1-\xi^2)(\eta^2-\xi^2)}}. \quad (11)$$

Решим полученное для  $f(\xi)$  интегральное уравнение. Введем новые переменные

$$h = \xi^2,$$

$$g = \eta^2,$$

и функции

$$F(h) = \frac{f(\sqrt{h})}{2\sqrt{h-h^2}},$$

$$\Phi(g) = \frac{\Phi(\sqrt{g})}{\sqrt{g}}.$$

Тогда уравнение (11) примет вид

$$\Phi(g) = \int_0^g \frac{F(h)}{\sqrt{g-h}} dh. \quad (12)$$

Уравнение (12), называемое уравнением Абеля, имеет решение (см., например, Г. Мюнтц, Интегральные уравнения, ГТТИ, 1934, стр. 23):

$$F(h) = \frac{1}{\pi} \frac{d}{dh} \int_0^h \frac{\Phi(g)}{\sqrt{h-g}} dg.$$

Возвращаясь к старым переменным и функциям, получим:

$$f(\xi) = \frac{2}{\pi} \sqrt{1-\xi^2} \frac{d}{d\xi} \int_0^{\xi} \frac{\Phi(\eta) d\eta}{\sqrt{\xi^2-\eta^2}}. \quad (13)$$

Равенство (13) позволяет по функции распределения видимых сферичностей находить функцию распределения истинных сферичностей галактик.

Впервые рассмотренную задачу решил Хабл (1926), применивший численный метод.

К. В. Каврайская (1958) применила формулу (13) для нахождения функции распределения истинных сферичностей у галактик поля и галактик, входящих в состав скоплений галактик. Оказалось, что у галактик поля истинные сферичности лежат только в промежутках  $[0; 0,4]$  и  $[0,95; 1]$ . Первый из этих промежутков (ему соответствуют показатели истинных сжатий 9 и 10) содержит, очевидно, спирали, а второй (показатели сжатия 0 и 1) эллиптические галактики сферической и почти сферической формы. У галактик же, входящих в скопления, наоборот, большая часть сферичностей лежит в промежутке  $[0,5; 0,9]$ , т. е. в скоплениях галактик много эллиптических галактик с показателями истинного сжатия 2—7.

Необходимо заметить, что видимое сжатие галактики не вполне определенная величина. Галактики не имеют резких границ и размер каждого из измеренных диаметров видимого эллипса зависит от того, какую поверхностную яркость способен фиксировать метод, применяемый при измерении, т. е. от светосилы инструмента, величины экспозиции, чувствительности фотоэмульсии и др. Изофоты поверхностных яркостей эллиптических галактик являются эллипсами, но сферичность этих эллипсов различна. Она тем больше, чем слабее изофота.

Поэтому желательно использование однородного в этом отношении материала. Желательно также указывать предельные поверхностные яркости, которые определяли величину используемых в обработке сферичностей галактик.

Сделанное в начале этого параграфа предположение, что галактики Е и S являются в первом приближении сжатыми эллипсоидами вращения, для некоторых галактик, возможно, неверно. Как показал К. Ф. Огородников, теоретически вполне допустимо существование вытянутых звездных систем, соответствующих трехосным эллипсоидам Якоби в теории устойчивости конфигураций вращающихся жидких масс. Существуют и некоторые наблюдательные данные, говорящие в пользу существования подобных систем. Из



Рис. 208.

них наиболее веским является пример спиралей с перемычкой. Рассматривая, например, рис. 200, мы, зная, что главная плоскость NGC 1300 проходит через спиральные ветви, убеждаемся в том, что перемычка в этой галактике имеет приблизительно форму вытянутого эллипсоида. Но существуют галактики, имеющие вид отчетливо наблюдаемой перемычки, из концов которой выступают только наметившиеся очень короткие спиральные ветви (рис. 208). И в этом случае перемычку, естественно, следует признать вытянутым эллипсоидом. Остается сделать последний шаг в рассуждении: допустить, что некоторые из видимым образом сильно сжатых систем являются фактически перемычками, но на концах перемычки не развиты спиральные ветви.

**§ 182. Красное смещение в спектрах галактик.** В 1929 г. Хабл сообщил об открытии закономерности, состоящей в том, что спектры галактик, кроме некоторых из самых близких, имеют смещение в красную сторону, причем величина этого смещения в среднем пропорциональна расстоянию до галактик. Сначала эта закономерность была установлена для относительно ярких и, следовательно, близких галактик. Но затем (1936, 1953) Хабл показал, что она справедлива для всех галактик, включая самые слабые, в результате чего обнаруженная закономерность приобрела характер общего закона. Этот закон, получивший название закона красного смещения, является одним из фундаментальнейших законов вселенной.

Смещение линий в спектрах галактик происходит таким образом, что отношение смещений в длине волны к величине самой длины волны  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  есть величина постоянная для данного спектра, т. е. изменение длин волн внутри каждого спектра происходит по тому же правилу, что и при эффекте Доплера. Это фактически позволяет судить о смещении всего спектра по смещению хотя бы одной линии, что очень важно для слабых галактик, в спектрах которых обычно можно измерить положение только нескольких линий.

Наиболее естественная интерпретация наблюдаемого закона красного смещения основана на предположении, что красное смещение спектров галактик вызвано эффектом Доплера и, следовательно, мы наблюдаем реальное удаление галактик, причем скорости удалений пропорциональны расстояниям:

$$v = Hr. \quad (14)$$

Скорость  $v$ , фигурирующая в (14), должна быть освобождена от скорости Солнца по отношению к центроиду всех близких галактик. Последняя в основном определяется скоростью Солнца в Галактике, приблизительно равна 300 км/сек и направлена в точку с координатами  $l=55^\circ$ ,  $b=0^\circ$ .

Коэффициент пропорциональности в формуле (14) называется постоянной Хаббла и имеет размерность километров в секунду на мегапарсек. Постоянная Хаббла является одной из основных мировых констант; ее правильное определение имеет огромное значение.

Если все внегалактические объекты разбегаются от нас со скоростями, пропорциональными их расстояниям, то, естественно, этот закон трактовать как закон расширения Метагалактики — системы, которую мы можем обозревать только частично и для которой галактики и скопления галактик являются элементами состава. При геометрическом подходе к закону красного смещения его можно трактовать как расширение пространства. При этом совершенно нет необходимости предполагать, что точка, в которой находится Солнце, есть в каком-нибудь смысле центр расширения, так как при изотропном расширении пространства относительная скорость удаления любых двух точек пропорциональна расстоянию между этими точками. Но считать, что скорость расширения не зависит от времени, необходимо, так как наблюдая далеко мы наблюдаем прошлое.

Согласно закону Доплера

$$c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = v, \quad (15)$$

где  $c$  — скорость света и, следовательно, учитывая (14), получим

$$c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = Hr, \quad (16)$$

где опять-таки из  $\Delta\lambda$  должна быть исключена та его часть, которая вызвана скоростью Солнца относительно центроида галактик.

Необходимо заметить, что формула (15) неточна. Согласно специальной теории относительности закон Доплера определяется следующей зависимостью:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} - 1, \quad (17)$$

которая переходит в (15) лишь тогда, когда  $v$  мало. Наибольшие измеренные сейчас величины  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  достигают  $\frac{1}{3}$ . (Согласно сообщению Баума (1956) им на 5-метровом телескопе измерено красное смещение для скопления галак-

тик, соответствующее скорости 120 000 км/сек.) В этих случаях отклонением от соотношения (15) уже нельзя полностью пренебрегать.

Следует подчеркнуть, что хотя из наблюдений непосредственно вытекает соотношение (16), физически более оправдано считать, что точно выполняется соотношение (14), а из него и из (17) при  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \ll 1$  приближенно вытекает (16).

Перейдем к вопросу о том, каким образом из наблюдений можно установить справедливость соотношения (16). Напишем известное равенство

$$m - \Delta m - M = 5 \lg r - 5 \quad (18)$$

и при помощи (16) приведем его к виду

$$m - \Delta m = 5 \lg c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} + (\bar{M} - 5 - 5 \lg H) + (M - \bar{M}), \quad (19)$$

причем, если  $c$  выражено в километрах в секунду, то  $H$  выражается в километрах в секунду на парсек. Поправка  $\Delta m$  в видимых величинах состоит из двух частей:

$$\Delta m = \Delta m' + \Delta m'',$$

где  $\Delta m'$  — поправка за поглощение света, а  $\Delta m''$  — поправка за изменение видимой величины, вызываемой самим смещением. Первую можно вычислять, пренебрегая метагалактическим поглощением и оценивая галактическое поглощение одним из известных методов.

Поправку  $\Delta m''$  можно вычислить, принимая распределение энергии в спектрах всех галактик соответствующим среднему распределению для них, определяя распределение энергии, которое получится при смещении всех длин волн на величину, полученную из наблюдений, и вычисляя разность фотографических величин, которая получится при первоначальном и смещенном распределении энергии.

Предположим теперь, что  $H$  постоянно, а  $M$  не зависит от расстояния и, следовательно, не зависит от  $m$ . Тогда из (19) следует, что  $m - \Delta m$  и  $\lg c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  должны быть связаны статистическим соотношением

$$m - \Delta m = A \lg c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} + B, \quad (20)$$

где  $A=5$ , а  $B=\bar{M}-5-5 \lg H$ , причем  $\bar{M}$  — средняя абсолютная величина галактик.

Наиболее полная проверка зависимости (20) выполнена Хьюмасоном, Мейаллом и Сандеджем (1956). Для этого были использованы список 620 красных смещений галактик, измеренных на обсерваториях Маунт Вилсон и Маунт Паломар, и 300 красных смещений, измеренных на Ликской обсерватории, в том числе 114, содержащихся в первом списке.

Полученные данные позволили построить диаграмму  $m - \Delta m$ ,  $\lg c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  для 474 галактик, не входящих в скопления галактик, изображенную на рис. 209. Расположение точек на диаграмме действительно убеждает в существовании линейной зависимости между  $m - \Delta m$  и  $\lg c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ . Поэтому оправдано решение избыточной системы 474 уравнений (19) с двумя искомыми величинами  $A$  и  $B$ . Неизвестный член  $(M - \bar{M})$  в этих уравнениях опускается, так как можно считать, что он ведет себя как случайная ошибка.

Решение способом наименьших квадратов дает:

$$A = 5,028 \pm 0,116; \quad B = -4,250 \pm 0,169. \quad (21)$$

Таким образом,  $A$  действительно равно 5, что подтверждает закон Хабла.

На рис. 209 проведена прямая (20), полученная по способу наименьших квадратов, т. е. со значениями  $A$  и  $B$  из (21).

Рассеяние точек относительно этой прямой объясняется следующими причинами:

1) Дисперсия абсолютных величин галактик значительна и сказалась опущенная в уравнениях (19) величина  $(M - \bar{M})$ . Это главный источник рассеивания точек.

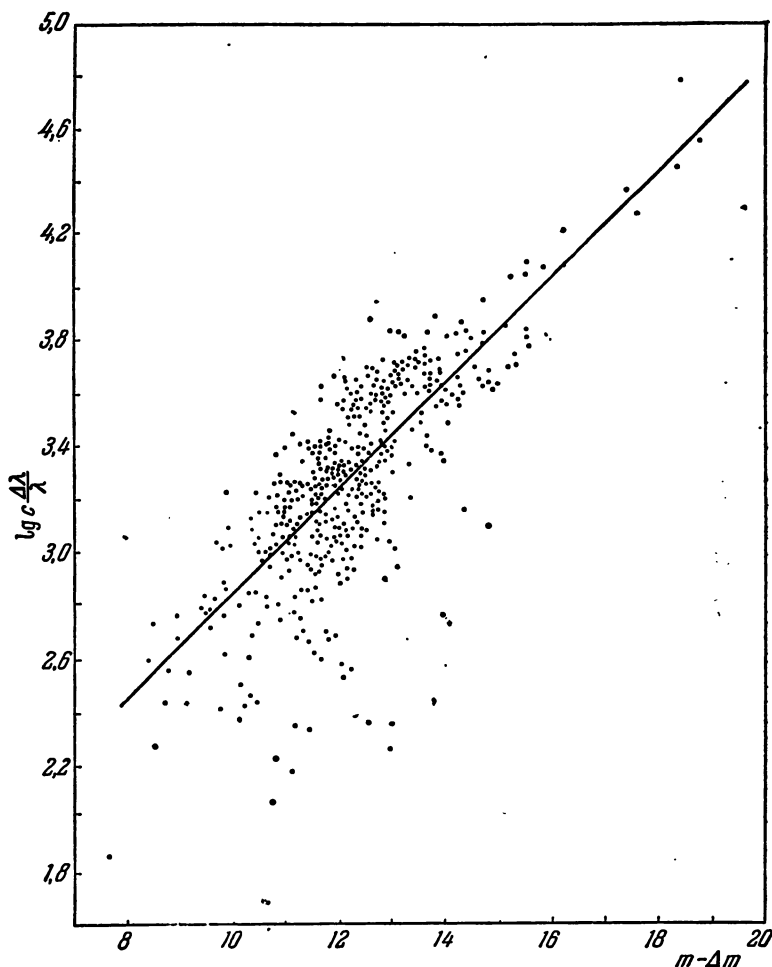


Рис. 209.

2) Наряду со следованием общему закону удаления каждая галактика имеет свою индивидуальную скорость. Наблюдаемое смещение линий дает алгебраическую сумму скорости расширения пространства и индивидуальной лучевой скорости галактик. Индивидуальные лучевые скорости точно не известны, но их средняя квадратическая скорость имеет порядок 200—300 км/сек. Дисперсия индивидуальных лучевых скоростей создает дополнительное рассеивание точек. По-видимому, распределение индивидуальных лучевых скоростей симметрично, что должно давать для  $\lg c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  несимметричные отклонения от среднего, особенно для малых расстояний. Это и наблюдается в виде больших отклонений точек вниз для малых значений  $\lg c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ .

3) Среди близких галактик с измеренным красным смещением много карликовых, тогда как среди далеких их нет. Вследствие этого для малых  $c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  имеется избыток слабых галактик, т. е. галактик с повышенным значением  $m - \Delta m$ . Это тоже вызывает отклонение точек вниз от прямой в ее левой части.

4) Рассеивание вызывается ошибками в определении  $m$ ,  $\Delta m'$ ,  $\Delta m''$  и  $\lg c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ .

Чтобы уменьшить рассеивание точек около прямой, определяющей закон красного смещения, следует прежде всего выбирать галактики по возможности одинаковой абсолютной величины. Это можно сделать, например, выбирая ярчайшие объекты в различных скоплениях галактик. Так как это будут объекты высокой светимости, то такой выбор позволит определить красное смещение более далеких галактик, следовательно, глубже проникать в пространство и точнее определять  $A$  и  $B$ .

Хьюмассон, Мейалл и Сандедж определили среднее смещение линий и среднюю видимую величину для 1-го, 3-го, 5-го и 10-го по яркости объекта в каждом скоплении галактик. Этот прием приводит к резкому уменьшению не только дисперсии абсолютных величин, но и дисперсии индивидуальных скоростей. Данные были получены для 18 скоплений галактик, причем наименьшая лучевая скорость оказалась равной 1136 км/сек (скопление в Деве), а наибольшая 60526 км/сек. Рис. 210 показывает, что при таком отборе материала закон Хаббла выражается очень отчетливо и рассеивание точек относительно прямой невелико.

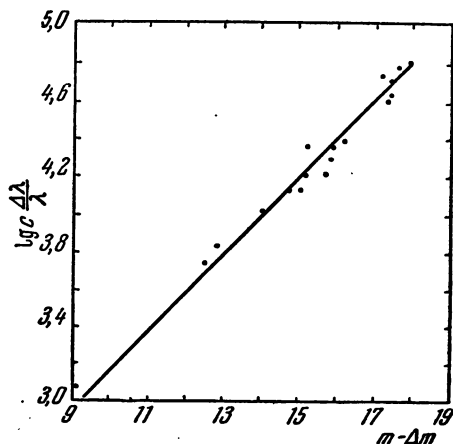


Рис. 210.

Полученное при решении избыточных уравнений (20) значение коэффициента  $B$  позволяет определить  $H$ , если известно  $\bar{M}$ . Но точное определение  $\bar{M}$  весьма трудная задача. Поэтому  $H$  лучше определять (после того как установлена справедливость закона Хаббла) непосредственно из равенства (14) для какой-нибудь галактики, лучевая скорость которой измерена и каким-нибудь образом достаточно надежно определено расстояние. О различных определениях постоянной  $H$  говорится в § 183.

У близких галактик скорости удаления, определяемые законом Хаббла, невелики, и наличие индивидуальных скоростей в ряде случаев приводит к наблюдаемой отрицательной скорости. Так, со скоростью 70 км/сек приближается к Галактике NGC 224. У NGC 598 скорость приближения равна 20 км/сек. В этих данных скорость Солнца относительно центроида галактик уже исключена.

§ 183. Пересмотр шкалы внегалактических расстояний. Применение методов определения внегалактических расстояний, разработанных Хаблом (см. § 177), позволяющее измерить расстояния до многих отдельных галактик и скоплений галактик, привело к оценке средних светимостей галактик различного типа и дало возможность найти значение постоянной Хаббла  $H$ . Таким образом была получена целая система внегалактических расстояний или, как говорят, шкала внегалактических расстояний.

Однако с некоторых пор правильность принятой шкалы начала вызывать сомнения. Причина этого прежде всего в том, что установившаяся шкала

внегалактических расстояний приводила к маловероятному выводу, что светимость и размеры нашей Галактики в несколько раз превосходят светимость и размеры всех других галактик. Получалось также, что светимости некоторых отдельных объектов нашей Галактики превосходят светимости аналогичных объектов в других галактиках. Это указывало на то, что расстояния до галактик преуменьшены. Лундмарк в 1946 г., игнорируя цефеиды, определил расстояние до NGC 224, основываясь на 110 новых, белых сверхгигантах и 140 шаровых скоплениях, и пришел к выводу, что принятое расстояние до NGC 224 необходимо удвоить, иначе получается, что все

рассмотренные объекты получаются слабее, чем аналогичные объекты Галактики.

Для того чтобы понять причину такого противоречия, рассмотрим подробнее, каким образом при помощи различных методов определения расстояний была выработана некоторая общая система, шкала внегалактических расстояний.

Наиболее точным методом определения внегалактических расстояний считался метод цефеид. Если предположить, что дисперсия точек кривой период — светимость для цефеид невелика, то точность определения расстояний при помощи цефеид зависит от точности определения нуля-пункта этой зависимости.

В других галактиках наблюдаются лишь долгопериодические цефеиды.

Короткопериодические цефеиды недоступны наблюдениям вследствие их недостаточно высокой светимости. Следовательно, необходимо получить нуль-пункт зависимости период — светимость именно для долгопериодических цефеид. Но получить этот нуль-пункт при помощи внутригалактических наблюдений оказалось очень затруднительным, так как ни одна долгопериодическая цефеида в Галактике не расположена к нам настолько близко, чтобы можно было определить ее тригонометрический параллакс, а статистические параллаксы этих звезд, опять-таки вследствие их значительной удаленности, определяются очень ненадежно. Поэтому нуль-пункт для зависимости период — светимость долгопериодических цефеид принимался тем же, что и для короткопериодических цефеид, для которых он определяется гораздо надежнее, так как некоторые из короткопериодических цефеид расположены достаточно близко. Иначе говоря, было сделано предположение, что кривые период — светимость для долгопериодических и короткопериодических цефеид составляют одну кривую. Получила признание кривая период — светимость, найденная Шепли (рис. 211), которая обычно и использовалась при определении расстояний до галактик по цефеидам.

Цефеиды видны лишь в самых близких галактиках. Для того чтобы получить расстояния до более далеких галактик, в которых цефеиды уже не наблюдаются, но еще видны ярчайшие звезды, сравнивались видимые величины этих объектов в ближайших галактиках и таким образом определялись средние абсолютные величины ярчайших звезд. Хаббл получил для средней абсолютной величины ярчайших звезд значение  $-6^m,1$ . Использование ярчайших звезд позволяет определить расстояние для галактик несколько более удаленных.

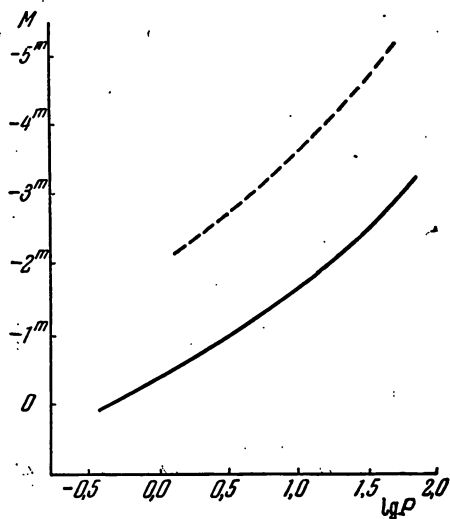


Рис. 211.

Для того чтобы измерять расстояние более далеких объектов, необходимо связать метод ярчайших звезд либо с методом интегральных величин, либо с методом лучевых скоростей. Так как метод интегральных величин из-за большой дисперсии абсолютных величин галактик менее точен, то в основу определения больших расстояний был положен метод лучевых скоростей. Но возможности сопоставления видимых величин ярчайших звезд с лучевыми скоростями галактик и определения таким образом постоянной Хаббла с целью использования метода лучевых скоростей далеких галактик ограничены следующими обстоятельствами. Средняя индивидуальная лучевая скорость галактик равна приблизительно  $400 \text{ км/сек}$ . Поэтому постоянная Хаббла может надежно определяться только при помощи сравнительно удаленных галактик, у которых скорость удаления по крайней мере в несколько раз превосходит среднюю лучевую индивидуальную скорость, т. е. скорость красного смещения не меньше  $1000 \text{ км/сек}$ . В галактиках с  $v_r > 1000 \text{ км/сек}$  цефеиды наблюдаться не могут. Но ярчайшие звезды в этих галактиках видны, хотя и находятся в пределах досягаемости лишь трех самых крупных телескопов. Таким образом, возможность сопоставления ярчайших звезд с лучевыми скоростями галактик ограничена очень узким интервалом расстояний, и сравнение можно производить лишь для галактик с лучевой скоростью, близкой к  $1000 \text{ км/сек}$ . Для этого были использованы галактики скопления в Деве, в частности, ярчайший объект этого скопления — спиральная галактика NGC 4321 (M100).

Метод ярчайших звезд можно связать и с методом интегральных величин, также используя скопление галактик в Деве, а именно, сравнивая видимую величину ярчайших звезд с интегральной величиной галактики и предполагая, что ярчайшая галактика в этом скоплении NGC 4321 (M100) имеет такую же абсолютную величину, как NGC 224 и наша Галактика. Это сравнение было также использовано Хаблом.

В итоге своих работ Хаббл пришел к значению постоянной  $H$ , равному  $540 \text{ км/сек/Мпс}$ .

Резюмируя сказанное, можно утверждать, что надежность выработанной шкалы внегалактических расстояний зависела от правильного выполнения трех операций: 1) определения нуля-пункта долгопериодических цефеид, полученного путем сравнения этих цефеид с короткопериодическими; 2) сравнения видимых величин долгопериодических цефеид и ярчайших звезд; 3) сопоставления видимых величин ярчайших звезд с лучевыми скоростями или интегральными величинами галактик.

При этом ошибки в определении расстояний до ближайших объектов, в которых еще наблюдаются цефеиды, зависят от ошибок только первой операции. Ошибки в расстояниях до более удаленных галактик, в которых цефеиды не наблюдаются, но еще наблюдаются ярчайшие звезды, вызываются ошибками первых двух операций. Наконец, ошибка в определении постоянной Хаббла и, значит, ошибка в определении расстояний по лучевым скоростям складываются из ошибок всех трех операций.

В 1954 г. Бааде предпринял попытку обнаружения короткопериодических цефеид в NGC 224 при помощи 5-метрового телескопа. В старой шкале расстояний не исправленный за поглощение модуль расстояния NGC 224 считался равным  $m - M = 22^m,4$ . Так как средняя абсолютная величина короткопериодических цефеид равна  $0^m,0$ , то их видимая величина должна быть около  $22^m,4$ . Столь слабые объекты недоступны 2,5-м телескопу, предельная величина которого  $21^m,5$ , но могут быть видны в 5-метровый телескоп, у которого предельная величина составляет  $23^m,0$ . Однако приняв меры к получению изображений объектов до  $23^m,0$ , Бааде не обнаружил среди них короткопериодических цефеид. Зато были получены изображения долгопериодических переменных типа Миры Кита ( $22^m,4$ ). Средняя абсолютная



величина звезд этого типа достаточно надежно установлена путем сравнения их в шаровых скоплениях с короткопериодическими цефеидами и оценивается в  $-1^m,5$ . Следовательно, модуль расстояния NGC 224, полученный по звездам типа Миры Кита, должен быть оценен в

$$m - M = 22^m,4 - (-1^m,5) = 23^m,9,$$

что на  $1^m,5$  превышает ранее принимавшийся модуль расстояния. Если новый модуль расстояния верен, то короткопериодические цефеиды в NGC 224 должны иметь видимую величину  $23^m,9$  и тогда становится понятным, почему на фотографиях, полученных Бааде, их нет.

При новом модуле расстояний NGC 224 абсолютные величины новых звезд и шаровых скоплений в этой галактике становятся равными абсолютным величинам аналогичных объектов нашей Галактики. Это также важный аргумент в пользу нового значения модуля расстояний. Однако принятие нового модуля расстояний NGC 224 должно изменить представления о нуль-пункте кривой период — светимость долгопериодических цефеид. Если, считая  $m - M$  равным  $23^m,9$ , определять по видимым величинам долгопериодических цефеид в NGC 224 абсолютные величины и наносить их на диаграмму рис. 211, то кривая пройдет так, как это показано пунктирной линией.

Если вспомнить теперь, что правая часть сплошной кривой на рис. 211 была получена на основе очень зыбкого предположения о единой зависимости для двух видов цефеид, принадлежавших к двум разным типам звездного населения, следовательно, имеющим и различные физические особенности, то после всего изложенного следует прийти к выводу, что для долгопериодических цефеид верна зависимость, представленная пунктирной кривой на рис. 211, а не лежащая ниже ее на  $1^m,5$  часть сплошной кривой.

Так как расстояния до ближайших галактик определяются по долгопериодическим цефеидам, то новая зависимость период — светимость для долгопериодических цефеид означает, что модули расстояний всех ближайших галактик должны быть увеличены на  $1^m,5$ , а это равносильно удвоению ранее принятых расстояний. Соответственно ближайшие галактики становятся на  $1^m,5$  абсолютно ярче, а их линейные размеры вдвое больше.

Вывод Бааде о необходимости увеличения модуля расстояний ближайших галактик на  $1^m,5$  подтвержден другими исследованиями, в частности, при помощи изучения переменных звезд в Магеллановых Облаках.

Необходимо отметить, что внутригалактические расстояния в результате произведенного пересмотра расстояний никаким изменениям не подверглись, так как большие расстояния в Галактике, например расстояния до шаровых скоплений, определяются при помощи короткопериодических цефеид, для которых зависимость период — светимость осталась прежней. Поэтому оценки основных размеров Галактики, расстояния до ее центра, а также интегральная светимость Галактики остались неизменными. Исключение составляет расстояние до внешней границы Галактики, которое иногда определяют по наиболее далеким долгопериодическим цефеидам в направлении антицентра Галактики. Это расстояние должно быть удвоено.

После увеличения оценок светимостей и размеров ближайших галактик и сохранения значений светимости и размеров нашей Галактики последняя перестает быть исключительным объектом, но остается в числе гигантских галактик.

Выполненное недавно исследование Сандеджа (1958) показывает необходимость внесения еще более коренных изменений в старую шкалу внегалактических расстояний. Прежде всего, основываясь на выводе Арпа (1956) о значительной дисперсии цефеид около кривой период — светимость, Сандедж определяет модули расстояний до ближайших галактик, используя

новые звезды и получает следующие результаты:

|                                                                        | $m - M$ |
|------------------------------------------------------------------------|---------|
| Большое Магелланово Облако (БМО) }<br>Малое Магелланово Облако (ММО) } | 19,2    |
| NGC 224                                                                | 24,6    |
| NGC 598                                                                | 24,5    |
| NGC 6822                                                               | 24,1    |

Сравнение этих данных с данными табл. 2 показывает, что модуль расстояния увеличился в среднем на  $2^m,2$ , а не на  $1^m,5$ , как это было у Бааде. Это означает, что согласно Сандеджу старые расстояния до ближайших галактик должны быть увеличены не в 2, а в 2,75 раза.

Далее Сандедж указывает на то, что средняя величина ярчайших звезд зависит от типа галактики. Это следует из составленной им табл. 8 для самых ярких звезд ближайших галактик.

Таблица 8

| Название звезды                                                    | Спектр звезды | Галактика | $M_{pg}$   |
|--------------------------------------------------------------------|---------------|-----------|------------|
| N12 VI Cyg                                                         | B5            | Галактика | — $9^m,8$  |
| $\zeta$ Sco                                                        | B1 Ia         | »         | — $9^m,4$  |
| $\beta$ Ori                                                        | B8 Ia         | »         | — $8^m,8$  |
| HDE 26970                                                          | B2 Ia         | БМО       | — $9^m,8$  |
| HDE 269781                                                         | B9 Ia         | »         | — $9^m,5$  |
| HD 33579                                                           | A2 Ia         | »         | — $10^m,1$ |
| HD 7583                                                            | A0 Ia         | ММО       | — $8^m,8$  |
| HD 6884                                                            | B9 Ia         | »         | — $8^m,5$  |
| Средняя абсолютная величина нескольких ярчайших звезд в Галактиках | {             | NGC 224   | — $8^m,6$  |
|                                                                    |               | NGC 598   | — $8^m,9$  |
|                                                                    |               | NGC 6822  | — $8^m,3$  |

Действительно, средняя величина трех ярчайших звезд в БМО на  $0^m,5$  больше, чем у Галактики, и на  $1^m,0$  больше, чем у ММО.

Наиболее важный результат Сандеджа состоит в том, что, как он показал, в далеких галактиках при попытках выделить ярчайшие звезды за последние легко принять эмиссионные сгущения водорода H II. Эти сгустки H II имеют значительно большую светимость, чем ярчайшие звезды, вследствие чего расстояние до галактики получается заниженным. Сандедж получил фотографии NGC 4321 (M 100) на 5-метровом телескопе через различные фильтры, что позволило отделить ярчайшие звезды от сгустков H II. Соответственные видимые величины этих объектов оказались равными  $20^m,8$  и  $19^m,0$ . Ясно, что Хабл, используя менее мощный телескоп и не применяя фильтры, принимал за ярчайшие звезды более яркие объекты — сгущения H II и тем самым преуменьшал на  $1^m,8$  модуль расстояния до скопления галактик в Деве.

Таким образом, совершая третью операцию, сопоставление видимых величин ярчайших звезд с лучевыми скоростями галактик, Хабл внес ошибку в  $1^m,8$  того же знака, что и ошибка в  $2^m,2$  при определении нуль-пункта долгопериодических цефеид. Из этого Сандедж заключает, что модуль расстояния до скопления галактик в Деве в старой шкале расстояний был занижен на  $4^m,0$  и составляет не  $26^m,7$ , как считал Хабл, а  $30^m,7$ . Этот результат

подтверждается работой Баума (1955), сравнившего шаровые скопления в NGC 224 и в галактике NGC 4486 (M 87), находящейся в скоплении в Деве. Баум нашел, что модули расстояний этих галактик отличаются на  $6^m,0$ .

Если модуль расстояния в старой шкале занижен на  $4^m,0$ , то постоянная Хабла завышена в 6—7 раз. Истинное значение  $H$  должно составлять 75—90 км/сек/Мпс. Учитывая согласно данным табл. 8 дисперсию светимостей ярчайших звезд галактик, Сандедж формулирует несколько более осторожный результат:  $H=50-100$  км/сек/Мпс.

До этого Хьюмассон, Морган и Мейалл (1956), основываясь на своих данных о красном смещении спектров галактик и учитывая ревизию нуля-пункта кривой период — светимость долгопериодических цефеид, получили  $H=180$  км/сек/Мпс. Первое определение  $H$ , выполненное Хаблом в старой шкале расстояний, дало 540 км/сек/Мпс.

Результаты ревизии шкалы внегалактических расстояний кратко могут быть сформулированы так: для получения правильных оценок расстояний необходимо расстояния галактик, у которых  $m-M$  в старой шкале меньше  $26^m$ , умножать на 2—2,5, а расстояния галактик, у которых  $m-M$  в старой шкале больше  $26^m$ , умножать на 6—7.

Целесообразно для избежания путаницы при употреблении расстояний до внегалактических объектов указывать, в какой шкале расстояний оно определено: 1) старой шкале расстояний (шкала Хабла), 2) шкале расстояний Бааде, 3) шкале расстояний Сандеджа.

**§ 184. Вращение галактик.** Если галактика вращается и ее ось вращения не совпадает с лучом зрения, то одна из двух частей, на которые ось вращения рассекает видимый эллипс галактики, должна приближаться к нам (в сравнении с центром инерции этой галактики), а другая часть удаляться (также относительно центра инерции). Таким образом, различные точки галактики вследствие ее вращения имеют различную лучевую скорость.

При проектировании щели спектрографа на большой радиус видимого эллипса вращающейся галактики вырезается полоса, вдоль которой значение градиента лучевых скоростей отлочно от нуля, вследствие чего получаемые линии в спектре должны быть наклонены.

Такого рода спектрограмма впервые была получена Слайфером в 1914 г. и наклоненность спектральных линий была им правильно истолкована как вращение. Таким образом, вращение других галактик было обнаружено задолго до того, как выяснилось, что вращается наша звездная система.

Только центральные области галактик имеют достаточную поверхностную яркость, чтобы образовать линии на спектрограмме. Поэтому по наклону спектральных линий можно судить только о вращении внутренних областей галактик.

В настоящее время имеются данные о вращении более чем 30 спиральных и эллиптических галактик. Большая часть этих данных получена Мейаллом.

На всех спектрограммах линии оказываются наклоненными под большим или меньшим углом, причем во всех без исключения случаях спектральные линии остаются прямыми. Отсутствие искривленности спектральных линий показывает, что ядра галактик вращаются твердотельно. При твердотельном вращении лучевая скорость (относительно центра инерции) каждой точки вдоль большого радиуса видимого эллипса пропорциональна расстоянию до центра эллипса, и соответственно у наклоненной прямой спектральной линии смещение каждой точки пропорционально расстоянию от средней линии спектрограммы.

Если измерен угол наклона  $\varphi$  спектральной линии, то, зная дисперсию спектрограммы  $a$  в миллиметрах на километры в секунду и ее масштаб  $b$  вдоль линии в миллиметрах на минуту дуги, легко вычислить изменение

лучевой скорости на минуту дуги вдоль большого радиуса галактики

$$k = \frac{b}{a} \operatorname{tg} \varphi. \quad (22)$$

Обозначим буквой  $i$  наклон оси вращения к лучу зрения. Тогда  $\frac{k}{\sin i}$  даст изменение линейной скорости вращения в километрах в секунду на минуту дуги, а

$$\frac{k}{\sin i} \frac{3438}{r} \quad (23)$$

— изменение линейной скорости вращения при удалении на 1  $\mu$ с от центра галактики. Здесь  $r$  выражается в парсеках, а 3438 есть число минут в радиане.

Теперь, чтобы получить период вращения ядра, нужно величину  $2\pi \cdot 3,08 \cdot 10^{13}$  разделить на (23):

$$T = 5,63 \cdot 10^{10} \frac{ar \sin i}{b \operatorname{tg} \varphi} \text{ секунд.} \quad (24)$$

Согласно формуле (10) наклонность  $i$  может быть определена, если наряду с видимой сферичностью  $\eta$  известна истинная сферичность. Для эллиптических галактик истинная сферичность неизвестна и можно определять только вероятное значение  $i$ , основываясь на том, что истинная сферичность у галактик  $E$  не меньше 0,3 и не больше видимой сферичности. В случае спиральных галактик истинная сферичность  $\xi$  очень мала — ею можно пренебречь; тогда  $\sin i = \eta$ .

В спектрограммах, полученных Мейаллом (1948), наклоны спектральных линий достигают  $5^\circ,4$  при вероятной ошибке измерения  $0^\circ,4$ . Наименьшие периоды вращения оказались у NGC 411 (S0) — 2,8 млн. лет, NGC 2683 (Sc) — 6,4 млн. лет, NGC 3115 (E7) — 8,8 млн. лет, NGC 3031 (Sb) — 10 млн. лет, у NGC 3556 (Sc) и NGC 5055 (Sb) период вращения внутренних областей составляет 70 млн. лет, а у NGC 7640 (SBc) и NGC 4559 (Sc) наклоненность спектральных линий настолько мала, что ее не удается уверенно измерить и можно лишь утверждать, что период вращения внутренних областей этих галактик больше 400 млн. лет. (Данные Мейалла нами изменены в соответствии с переходом к новой шкале расстояний.) Корреляции между периодом вращения центральных областей и абсолютной величиной галактик не обнаружено, но намечается слабая зависимость между периодом вращения и типом галактики. Средний период вращения при переходе к более поздним типам несколько увеличивается.

Для двух ближайших спиральных галактик — NGC 224 и NGC 598 — удалось получить данные о вращении областей, достаточно далеких от центра. Для NGC 224 измерения выполнил Бэбкок (1939), используя возможность получения спектрограмм для различных участков главного тела этой яркой и близкой к нам галактики. В NGC 598, принадлежащей к типу Sc, имеется много достаточно ярких эмиссионных конденсаций, лучевые скорости которых удобно измерять в виду резкости их спектральных линий. Мейалл и Аллер (1942) измерили лучевую скорость 25 таких эмиссионных объектов, расположенных в различных областях NGC 598, в том числе и в спиральных ветвях, и сгладив данные, так как индивидуальные объекты, кроме скорости центроида, имеют и остаточные скорости, получили средний ход изменения линейной скорости при удалении от центра системы.

Рис. 212, на котором графически изображена линейная скорость вращения NGC 598, показывает, что центральная область NGC 598 (размером в  $15'$ ) вращается почти твердотельно. Но вне ее линейная скорость вращения сначала замедляет свой рост, а затем отчетливо уменьшается по мере удаления от центра. В то время как период вращения главного тела NGC 598

равен 120 млн. лет, ее наиболее удаленные из измеренных области вращаются с периодом 400 млн. лет.

У NGC 224 период вращения ядра равен 22 млн. лет, главного тела 180 млн. лет, а согласно измерениям Хьюмаса газова туманность, находящаяся на расстоянии 114' от центра этой галактики, обращается с периодом около 400 млн. лет.

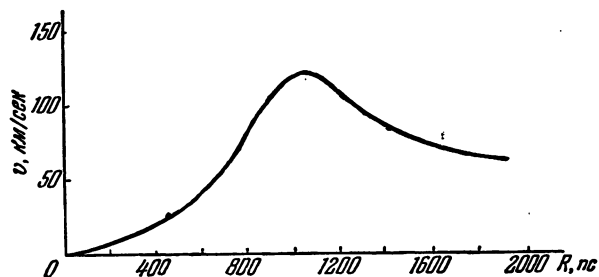


Рис. 212.

В 1957 г. ван де Холст, Раймонд и ван Верден измерили лучевые скорости нейтрального водорода в различных точках NGC 224, получив зависимость хода ротационной скорости от углового расстояния до центра, представленную в табл. 9.

Трудным является важный вопрос об определении направления вращения

спиральных галактик по отношению к их спиральным ветвям. Наблюдения лучевых скоростей показывают, какая из половин, на которые разбивается видимый эллипс его малым диаметром, к нам приближается, а какая удаляется. Если угол  $i$  велик и спиральная галактика видна почти с ребра (но не точно с ребра), то по расположению темной материи в галактике можно вынести заключение о том, какая из двух половин, на которые разбивается эллипс большой его осью, ближе к нам, а какая дальше. Тогда пространственное направление вращения определяется легко. Но при больших углах наклона не видно расположения спиральных ветвей. Если же угол  $i$  невелик, то спиральные ветви видны хорошо. Однако в этом случае видимое распределение темной материи в галактике не позволяет надежно установить, какая из частей галактики к нам ближе, а какая дальше. Пространственное направление вращения остается неизвестным и его нельзя сопоставить с видимым расположением спиральных ветвей.

Между тем очевидно, что каким бы ни был механизм образования спиральных ветвей, он должен во всех случаях приводить к одной и той же определенной ориентировке спиральных ветвей по отношению к направлению вращения галактик. Либо спиральные ветви во всех случаях должны быть направлены концами в противоположную вращению сторону (закручиваться), либо они во всех случаях должны быть направлены по вращению галактики (раскручиваться).

Таблица 9

| $\alpha$ | Ротационная скорость км/сек | $\alpha$ | Ротационная скорость км/сек |
|----------|-----------------------------|----------|-----------------------------|
| 0'       | 0                           | 60'      | 263                         |
| 7',5     | 103                         | 75       | 249                         |
| 15',5    | 193                         | 90       | 242                         |
| 22',5    | 241                         | 105      | 235                         |
| 30'      | 267                         | 120      | 231                         |
| 37',5    | 278                         | 135      | 226                         |
| 45'      | 275                         | 150      | 221                         |

Дискуссия по этому вопросу имеет большую литературу. Предположение о закручивании спиралей поддерживали Хабл, Хольмберг, Вокулер, Ирвин, Фрике, Арп и другие. Гипотезу раскручивания спиральных ветвей отстаивали Линдبلاد (предложивший также теорию возникновения спиральных ветвей, которая требует их раскручивания) и его сотрудники и Бааде.

Обычно задача состоит в том, чтобы у галактик с углом наклона 60—75° суметь, с одной стороны, определить расположение спиральных ветвей, а с другой стороны, по расположению темной материи выяснить, какая часть галактики к нам ближе. Необходимо также, конечно, по наклону спектраль-

ных линий определить, какая часть галактики к нам приближается в результате вращения.

В настоящее время становится ясным, что гипотеза закручивания спиральных ветвей все больше и больше находит подтверждение в наблюдениях. Для примера приведем фотографию NGC 7331 (рис. 213), рассматривавшуюся Вокулером. По расположению темной материи видно, что нижняя часть эллипса ближе к нам, а верхняя дальше. Изучение элементов спиральных

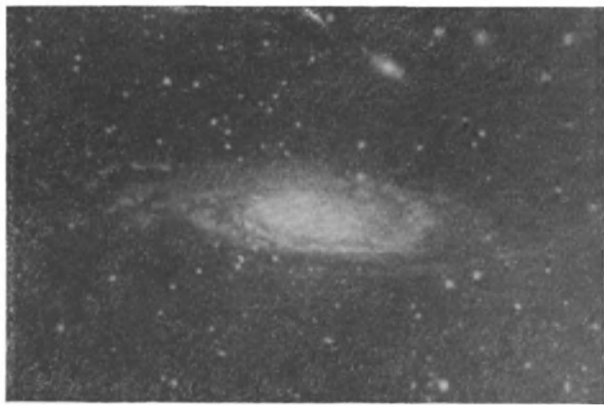


Рис. 213.

ветвей, в особенности их концов в правой и левой части рисунка, показывает, что спирали на фотографии направлены против вращения часовой стрелки. Наконец, спектрограмма показывает, что правая часть галактики на снимке к нам приближается вследствие вращения, а левая удаляется. Сопоставление этих данных приводит к выводу о закручивании спиральных ветвей при вращении.

**§ 185. Определение масс галактик по их вращению.** Данные о вращении галактик позволяют производить оценку важной характеристики — масс галактик.

Рассмотрим сначала вопрос об оценке массы ядра галактики. Наблюдения галактик, видимых с ребра, показывают, что ядра не являются очень плоскими образованиями и сферичность их значительна. Из этого следует, что остаточные скорости звезд в ядре велики и скорость тела, движущегося по круговой орбите в плоскости симметрии ядра, существенно больше, чем скорость центроида в том же месте. Поэтому непосредственное получение круговой скорости, которая могла бы дать оценку массы ядра, из наблюдаемой скорости центроидов затруднительно.

Задачу нужно решать так. Будем, основываясь на твердотельности наблюдаемого вращения, в первом приближении рассматривать галактики как однородные сжатые эллипсоиды вращения, находящиеся в состоянии квазистационарном в целом. Тогда, согласно теории вращающихся квазистационарных систем (Т. А. Агекян, 1958), имеем:

$$\kappa = \frac{25Q^2}{6GM^3R}, \quad (25)$$

где  $Q$  — момент вращения ядра галактики,  $M$  — его масса,  $R$  — большой радиус ядра, а величина  $\kappa$  связана со сферичностью ядра  $g$  равенствами

$$\kappa = \sqrt{1 + l^2} \left( \frac{3 + l^2}{l^3} \arctg l - \frac{3}{l^2} \right); \quad l = \sqrt{g^{-2} - 1}. \quad (26)$$

Так как для однородного эллипсоида вращения

$$Q = \frac{2}{5} \omega R^2 M, \quad (27)$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения ядра, то из (25) находим массу

$$M = \frac{2R^3\omega^2}{3G\kappa} \quad (28)$$

и плотность

$$\varrho = \frac{\omega^2}{2\pi G\kappa g} = \frac{2\pi}{G\kappa g T^2}. \quad (29)$$

Таким образом, плотность ядра сразу определяется по угловой скорости вращения и сжатию ядра.

В табл. 10 приводим значения  $g$  и  $\kappa$  при различных эксцентриситетах меридиональных сечений эллипсоида вращения.

Таблица 10

| $e$  | $g$   | $\kappa$ | $e$   | $g$   | $\kappa$ |
|------|-------|----------|-------|-------|----------|
| 0,0  | 1,000 | 0,000    | 0,96  | 0,280 | 0,771    |
| 0,4  | 0,917 | 0,048    | 0,98  | 0,199 | 0,950    |
| 0,6  | 0,800 | 0,126    | 0,99  | 0,141 | 1,10     |
| 0,8  | 0,600 | 0,303    | 0,995 | 0,101 | 1,21     |
| 0,9  | 0,436 | 0,506    | 1,000 | 0,000 | $\pi/2$  |
| 0,94 | 0,341 | 0,656    |       |       |          |

Периоды вращений, полученные Мейаллом для ядер галактик, лежат в промежутке от 3 до 70 млн. лет. Значения наблюдаемых сферичностей у ядер заключены в пределах 0,4—0,7. Тогда, определяя по табл. 10 соответствующие значения  $\kappa$ , при помощи (29) находим, что плотности в ядрах галактик составляют  $10^{-20}$ — $10^{-22}$  г/см<sup>3</sup>. Это в среднем на три порядка выше, чем плотность материи в окрестности Солнца, т. е. на периферии Галактики.

Метод определения распределения плотности во внешних областях спиральных галактик, где вращение нетвердотельно, разработан Уайзом и Мейаллом (1945). Он основан на возможности приближенно рассматривать галактики как сколь угодно тонкие круговые диски (при рассмотрении внешних областей можно пренебречь центральным утолщением галактики).

Пусть,  $\sigma$  — поверхностная плотность однородного диска,  $r$  — его радиус. Из теории потенциала известно, что потенциал такого диска на единицу массы во внутренней точке, лежащей на расстоянии  $\varrho$  от центра в плоскости этого диска, определяется выражением

$$\Phi = 4GrL\sigma, \quad (30)$$

а на единицу массы во внешней точке ( $\varrho > r$ ) выражением

$$\Phi = 4Gr \left[ \frac{1}{k} (L - K) + kK \right] \sigma, \quad (31)$$

где

$$L = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} \quad \text{и} \quad K = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 \varphi d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}$$

— эллиптические интегралы I и II рода, модуль которых  $k$  для внутренней точки равен  $\frac{\varrho}{r}$  для внешней точки  $\frac{r}{\varrho}$ .

Дифференцирование (30 и (31) по  $q$  даст выражения для силы, с которой диск притягивает единицу массы:

$$F_c = -\frac{4}{k} G (K - L) \sigma \quad (\text{точка внутренняя}), \quad (32)$$

$$F_c = -4G (K - L) \sigma \quad (\text{точка внешняя}). \quad (33)$$

Знаки «минус» показывают, что сила притяжения направлена к центру. В дальнейшем мы это направление будем считать положительным и знак минуса опустим.

Так как плотность в галактиках является функцией расстояния от центра, то для решения задачи необходимо считать, что точка в плоскости галактики притягивается множеством концентрических дисков, имеющих совпадающие плоскости и одинаковую поверхностную плотность  $d\sigma$ , но разные радиусы  $r$ .

Так как один такой диск притягивает внутреннюю точку с силой

$$dF_c = \frac{4G}{k} (K - L) d\sigma \quad (34)$$

и внешнюю точку с силой

$$dF_c = 4G (K - L) d\sigma, \quad (35)$$

то общая сила, приложенная совокупностью тонких дисков к единице массы, находящейся на расстоянии  $q$  от центра, находится в виде суммы интегралов от этих выражений:

$$F_c = \frac{4G}{k} (K - L) \sigma_R + 4G \int_{\sigma_R}^{\sigma_P} \frac{1}{k} (K - L) d\sigma + 4G \int_{\sigma_P}^{\sigma_0} (K - L) d\sigma, \quad (36)$$

где  $\sigma_R$  — плотность на краю диска галактики ( $r=R$ ),  $\sigma_P$  — плотность в рассматриваемой точке и  $\sigma_0$  — плотность в центре галактики. Первый член в уравнении (36) есть притяжение однородного диска с плотностью  $\sigma_R$  и радиусом  $R$ , второй член — сумма притяжений дисков с радиусами, большими  $q$ , а третий член — сумма притяжений дисков с радиусами, меньшими  $q$ .

Можно считать, что плотность  $\sigma_R$  на краю диска галактики равна нулю, и тогда первый член в (36) исчезает.

Искомой величиной является плотность. Чтобы разрешить уравнение (36), Уайз и Мейалл задают плотность в виде полинома от  $\frac{r}{R}$ :

$$\sigma = \sum_{i=1}^n A_i \left( \frac{r}{R} \right)^i, \quad (37)$$

и задача сводится к определению коэффициентов этого полинома.

Прежде всего на основании условия  $\sigma_R = 0$  находим:

$$\sum_{i=1}^n A_i = 0. \quad (38)$$

Далее, дифференцируя (37), получаем:

$$d\sigma = \sum_{i=1}^n i A_i \left( \frac{r}{R} \right)^{i-1} \frac{dr}{R}. \quad (39)$$



Подставляя (39) в (36), находим:

$$F_c = 4G \int_0^Q \frac{1}{k} (K-L) \sum_{i=1}^n i A_i \left( \frac{r}{R} \right)^{i-1} \frac{dr}{R} + 4G \int_0^Q (K-L) \sum_{i=1}^n i A_i \left( \frac{r}{R} \right)^{i-1} \frac{dr}{R}.$$

В первом интеграле  $k = \frac{Q}{r}$ , а во втором  $k = \frac{r}{Q}$ . Переходя в каждом из этих интегралов к переменной интегрирования  $k$  и положив  $\frac{Q}{R} = a$ , получим:

$$F_c = 4G \sum_{i=1}^n A_i B_i(a), \quad (40)$$

где

$$B_i(a) = i a^i \left[ \int_a^1 k^{-(i+2)} (K-L) dk + \int_0^1 k^{i-1} (K-L) dk \right]. \quad (41)$$

Функции  $B_i(a)$  могут быть затабулированы. Уайз и Мейалл дали таблицу значений для первых пяти из этих функций (табл. 11).

Таблица 11

| $a$  | $B_1(a)$ | $B_2(a)$ | $B_3(a)$ | $B_4(a)$ | $B_5(a)$ |
|------|----------|----------|----------|----------|----------|
| 0,00 | 0,000    | 0,000    | 0,000    | 0,000    | 0,000    |
| 0,05 | 0,152    | 0,078    | 0,059    | 0,053    | 0,049    |
| 0,10 | 0,250    | 0,156    | 0,120    | 0,106    | 0,099    |
| 0,15 | 0,327    | 0,234    | 0,183    | 0,161    | 0,150    |
| 0,20 | 0,391    | 0,309    | 0,249    | 0,219    | 0,203    |
| 0,30 | 0,488    | 0,455    | 0,389    | 0,344    | 0,317    |
| 0,40 | 0,556    | 0,589    | 0,537    | 0,486    | 0,450    |
| 0,50 | 0,600    | 0,707    | 0,689    | 0,646    | 0,605    |
| 0,60 | 0,622    | 0,804    | 0,837    | 0,819    | 0,787    |
| 0,70 | 0,622    | 0,871    | 0,967    | 0,994    | 0,989    |
| 0,80 | 0,598    | 0,896    | 1,057    | 1,143    | 1,187    |
| 0,90 | 0,544    | 0,859    | 1,066    | 1,211    | 1,314    |
| 0,95 | 0,497    | 0,800    | 1,012    | 1,172    | 1,297    |
| 1,00 | 0,416    | 0,667    | 0,843    | 0,978    | 1,086    |

Теперь, написав для различных  $a$  уравнение (40), мы получим систему избыточных уравнений, которые позволяют определить  $A_1, A_2, \dots, A_5$ . Тем самым согласно (37) определится искомая функция  $\sigma$ .

Разработанный метод позволил Уайзу и Мейаллу получить закон изменения плотности в спиральных NGC 224 и NGC 598, для которых известен ход изменения круговой скорости вращения с расстоянием от центра.

У NGC 224 в ядре поверхностная плотность достигает  $1500 M_\odot/\text{пс}^2$ , на расстоянии 4000 пс и 12 000 пс от центра эта плотность падает соответственно до  $400 M_\odot/\text{пс}^2$  и  $10 M_\odot/\text{пс}^2$ .

Для оценки массы всей галактики необходимо проинтегрировать  $\sigma$  по всему диску:

$$M = 2\pi \int_0^R \sigma r dr = 2\pi \sum_{i=1}^n \frac{A_i}{R^i} \int_0^R r^{i+1} dr = 2\pi R^2 \sum_{i=1}^n \frac{A_i}{i+2}. \quad (42)$$

Оценка массы NGC 224 по этой формуле дает  $9,5 \cdot 10^{10} M_\odot$ , что немного боль-

ше оценки массы нашей Галактики. Масса NGC 598 значительно меньше и оценена в  $2,0 \cdot 10^9 M_{\odot}$ .

Если удалось измерить скорость вращения областей, лежащих достаточно далеко за пределами основной массы галактики, то для них должен быть приближенно справедлив закон

$$v = \sqrt{\frac{Gm}{r}}, \quad (43)$$

действующий, когда притяжение вызывается точечной массой. Справедливо и обратное заключение: если с некоторого расстояния линейная скорость вращения обратно пропорциональна квадратному корню из расстояния до центра галактики, то основная масса галактики расположена в пределах этого расстояния и может определяться просто из равенства (43), т. е.

$$m = \frac{v^2 r}{G}. \quad (44)$$

Участок кривой, связывающей  $v$  и  $r$ , который начинается с некоторого значения  $r$  и достаточно точно выражает закон (43), называется кеплеровой ветвью кривой; например, для NGC 598 кеплерова ветвь кривой начинается с расстояния приблизительно 1400 пс.

Применение формулы (44) для эмиссионного объекта, лежащего на расстоянии 13,5 клс от центра NGC 224, после того как была измерена его лучевая скорость, привело к оценке массы NGC 224 в  $9,7 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ , что отлично согласуется с результатом, полученным методом Мейалла и Аллера.

§ 186. Описание Магеллановых Облаков и галактики в Андромеде. Большое и Малое Магеллановы Облака (БМО и ММО) являются ближайшими

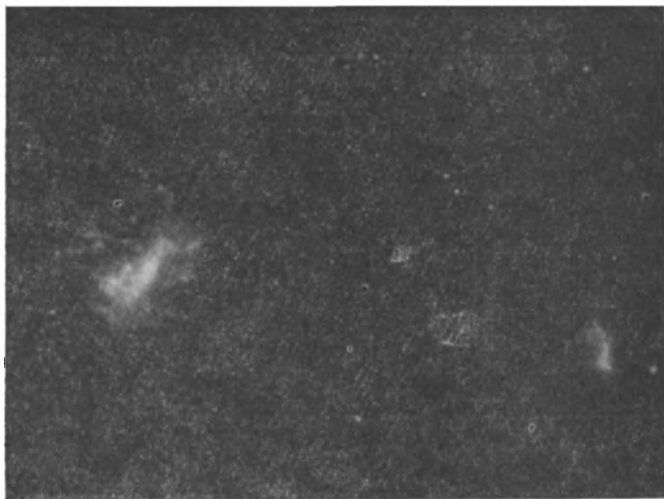


Рис. 214.

к нам галактиками (рис. 214). Они в три раза ближе, чем следующая ближайшая галактика в Скульпторе и в 10 раз ближе, чем ближайшие спиральные галактики NGC 224 и NGC 598. В этом огромное значение Магеллановых Облаков, так как их близость позволяет уверенно выделять и изучать в них отдельные звезды высокой светимости и другие объекты при помощи телескопов, не относящихся к числу самых больших. Использование же больших телескопов позволяет наблюдать в Магеллановых Облаках объекты,

которые в других звездных системах еще недоступны наблюдениям. Некоторые типы объектов могут изучаться в Магеллановых Облаках даже успешнее, чем в нашей Галактике, так как сопоставление физических характеристик у различных представителей этих типов объектов в Магеллановых Облаках облегчается общностью (конечно, неполной) расстояния и общностью (тоже, конечно, неполной) поглощения света. Следует, наконец, добавить, что Магеллановы Облака оказались чрезвычайно интересными галактиками в отношении богатства и разнообразия составляющего их звездного населения.

Из европейцев Магеллановы Облака впервые описал спутник Магеллана Пифагетта. Джон Гершель наблюдал их в тридцатые годы XIX в. в Южной Африке. В 1867 г. Аббе впервые высказал мнение, что Магеллановы Облака — это две ближайшие к нам галактики. В 1910 г. мисс Ливитт, изучая переменные звезды в БМО, открыла имеющую важное значение для галактических и внегалактических исследований зависимость период — светимость у цефеид.

Из-за положения Магеллановых Облаков в южной полусфере неба детальное изучение их задерживалось, так как в южном полушарии Земли мало обсерваторий. Но в последнее время в связи с постройкой новых южных обсерваторий работы в этом направлении резко усилились.

Согласно Джону Гершелю размеры БМО  $7^\circ \times 6^\circ$ , а ММО  $3^\circ,5 \times 2^\circ,5$ . Расстояние между их центрами равно  $21^\circ$ . При фотографировании с большой экспозицией на светосильных инструментах, а также при помощи метода звездных подсчетов, размеры получаются значительно большими.

Вокулер (1955) произвел подсчеты звезд до  $14^m,0$  в БМО. Это сверхгиганты с абсолютной величиной  $-4^m,7$  и ярче. Они занимают область размером  $12^\circ \times 12^\circ$ , причем из общего числа 4700 этих звезд половина сконцентрирована в круге радиусом  $5^\circ$ .

В Малом Магеллановом Облаке были подсчитаны звезды до  $14^m,3$  и до  $16^m,0$ . Звезд до  $14^m,3$  ( $M < -4^m,4$ ) оказалось 500 на площади  $9^\circ \times 4^\circ$ , из них половина находится внутри круга радиусом  $1^\circ,2$ . Звезд до  $16^m,0$  ( $M < -2,7$ ) насчитывается около 10 000.

Только в Магеллановых Облаках можно сравнивать короткопериодические цефеиды с долгопериодическими цефеидами, новыми звездами, шаровыми скоплениями и другими объектами, используемыми для определения расстояний. Поэтому Магеллановы Облака фактически определяют, фиксируют шкалу внегалактических расстояний.

В таблице 12 приводятся модули расстояния до Магеллановых Облаков, полученные Вокулером по различным объектам их состава.

Т а б л и ц а 12

| Метод                                                | БМО              | ММО              |
|------------------------------------------------------|------------------|------------------|
| Долгопериодические цефеиды                           | $19^m,05$        | $18^m,85$        |
| Долгопериодические цефеиды с периодом около 5 дней   | $18,65$          | $18,85$          |
| Короткопериодические цефеиды . . . . .               | $18,9$           | $18,8$           |
| Яркие звезды шаровых скоплений . . . . .             | $18,7$           | $18,8$           |
| Интегральные величины шаровых скоплений . . . . .    | $18,2$           | $18,2$           |
| Новые звезды в максимуме                             | $19,0$           | $18,6$           |
| Новые звезды через 15 дней после максимума . . . . . | $18,4$           | $18,8$           |
| Среднее взвешенное . . . . .                         | $18,72 \pm 0,12$ | $18,75 \pm 0,09$ |

Мы видим, что расстояния, полученные по различным объектам, хорошо согласуются между собой, и средняя ошибка принятого модуля расстояний невелика. Значения полученных модулей расстояний должны быть исправлены за поглощение света в самих Магеллановых Облаках и в Галактике. Их можно оценить в  $0^m,45$  и, таким образом, принять для обоих Магеллановых Облаков

$$m_0 - M = 18,3 \pm 0,1, \quad (45)$$

причем ошибка в поправке за поглощение света не включена в приведенную среднюю ошибку.

Модуль расстояния (45) получен в новой шкале внегалактических расстояний. Ему соответствует расстояние в  $46 \text{ кпс}$ , т. е. приблизительно вдвое больше того, которое указано в табл. 1, где принята старая шкала расстояний.

Вокулер произвел новую оценку интегральной светимости Магеллановых Облаков, учитывающую и внешние области этих галактик. Для этого он измерил поверхностную яркость в БМО в 621 площадках, покрывающих область в 288 кв. градусов, а в ММО в 252 площадках, покрывающих 53 кв. градуса. Были проведены изофоты, позволяющие определить форму галактик, а также вычислена интегральная видимая величина, после чего легко определяется и абсолютная величина по модулю расстояния  $18^m,3$  (табл. 13).

Т а б л и ц а 13

| Магеллановы<br>Облака | $m_b$ | $m_v$ | $m_b - m_v$ | $M_b$  | $M_v$  | Излучающая<br>площадь                   |
|-----------------------|-------|-------|-------------|--------|--------|-----------------------------------------|
| Большое               | +0,75 | 0,30  | +0,45       | -17,55 | -18,00 | 200 кв. град. =<br>= 128 $\text{кпс}^2$ |
| Малое                 | +2,70 | +2,40 | +0,30       | -15,60 | -15,90 | 25 кв. град. =<br>= 16 $\text{кпс}^2$   |

Таким образом, видимая величина Магеллановых Облаков, приведенная в табл. 1 и 2, значительно слабее действительной по той причине, что это интегральная видимая величина только центральной области галактик. Особенно сильно отличается в табл. 13 и 2 абсолютные звездные величины Магеллановых Облаков, так как поправки за видимую величину и за ревизию шкалы расстояний входят в них с одинаковым знаком.

Угловые размеры БМО Вокулер оценил в  $20^\circ \times 20^\circ$ , а ММО — в  $9^\circ \times 4^\circ$ . Это соответствует линейным размерам  $15 \times 15 \text{ кпс}$  и  $6 \times 3 \text{ кпс}$ .

Максимальная поверхностная яркость в центральных областях БМО оказалась равной 20,53 зв. вел. на квадратную секунду, а в ММО 21,10, зв. вел. на квадратную секунду.

Рассматривая изофоты для Магеллановых Облаков и распределение звезд в этих галактиках, Вокулер пришел к выводу о наличии в них определенных следов спиральной структуры. Он заключил также, что обе галактики довольно сильно сжаты. Это указывает на их вращение. Наклон экваториальной плоскости к лучу зрения у БМО оценен в  $65^\circ$ , у ММО — в  $30^\circ$ . Таким образом, ММО видно почти с ребра.

По своему внешнему виду на Магеллановы Облака похожи галактики NGC 55, 4618 и 4625. Галактики этого типа, классифицируемые как III, или (по классификации Вокулера) как Sm, встречаются либо парами, либо в паре с галактикой другого типа, обычно спиралью.

Расстояние Магеллановых Облаков от Галактики лишь в три раза превосходит диаметр БМО и менее, чем в два раза диаметр Галактики. Поэтому

между нашей звездной системой и Магеллановыми Облаками возможно взаимодействие. Еще Д. Гершель высказывал предположение, что от Млечного Пути к БМО тянется вещество. Проверка Вокулером этого предположения показала, что согласно изофотам Млечного Пути, построенным Паннекуком и Кулблудом, в районе галактической долготы  $230^\circ$  имеется нечто вроде светового протуберанца в сторону БМО. Кроме того, от БМО тянется в противоположную от Галактики сторону нечто вроде спиральной ветви, и тогда должна быть аналогичная ветвь в сторону Галактики. Возможно, что БМО и Галактика связаны перемычкой.

По составу звездного населения БМО и ММО являются галактиками преимущественно с I типом звездного населения. При этом примесь II типа населения в ММО значительна, а в БМО чрезвычайно мала. Это различие согласуется с тем, что в БМО гораздо больше пылевой материи, чем в ММО. Как показал Шепли (1942), число далеких галактик, просвечивающих сквозь БМО, меньше обычного числа галактик и достигает нормального числа лишь на расстоянии  $4-6^\circ$  от геометрического центра. Из этого можно сделать вывод, что в БМО имеется много поглощающей свет материи. Число далеких галактик, просвечивающих сквозь ММО, соответствует обычному числу.

Большое Магелланово Облако изобилует замечательными представителями I типа звездного населения и в этом отношении превосходит даже область спиральных ветвей Галактики. В БМО очень много голубых сверхгигантов, в том числе три звезды с абсолютной величиной больше  $-9^m$ , и одна (S Dor) больше  $-10^m$ . Имеются и красные сверхгиганты. У пяти из них визуальная абсолютная величина, согласно Фисту и Теккерю (1956), близка к  $-9^m$ , их спектральные классы K0—M0. Как указывают эти авторы, список ярчайших звезд Магеллановых Облаков, по-видимому, полон в отношении голубых звезд, но далек от полноты в отношении красных звезд, так как для последних особенно трудно установить их принадлежность к Магеллановым Облакам. Среди больших газовых туманностей выделяется 30 Dor, по размерам и светимости во много раз превосходящая газовые туманности Галактики. Ее абсолютная величина приблизительно равна  $-15^m$ , т. е. ее светимость превосходит светимость некоторых галактик; размер ее около 200 пс.

Керр и Хиндман (1953) при помощи 9-метрового радиотелескопа изучили излучение нейтрального водорода в линии  $21\text{ см}$  у Магеллановых Облаков. Более чем в 200 точках были определены интенсивность излучения и средняя длина волны. Последняя позволяет получить лучевую скорость. Для БМО радиоизотопы получились похожими на оптические изотопы, но у ММО радиоизотопы показывают наличие обширной водородной атмосферы, значительно более интенсивной и протяженной, чем этого можно было ожидать, основываясь на оптическом изображении. Изучение радиоизотопов позволило оценить массу водорода в БМО величиной  $6 \cdot 10^8 M_\odot$ , а в ММО —  $4 \cdot 10^8 M_\odot$ . В центральных областях БМО и ММО плотность водорода оценена в  $1\text{ атом/см}^3$ , что примерно соответствует плотности водорода в спиральных ветвях Галактики.

Длины радиоволн дают лучевую скорость для БМО в целом  $+280\text{ км/сек}$ , а для ММО в целом  $160\text{ км/сек}$ . Эти величины хорошо согласуются с лучевыми скоростями, полученными оптическим методом по водородным туманностям. Совпадение, во-первых, указывает на точность измерений, а во-вторых, подтверждает общий для всех длин электромагнитных волн закон Доплера. В полученную скорость входит скорость Солнца в Галактике. Последняя по радиоданным оценивается в  $220\text{ км/сек}$ , и направлена в сторону, почти противоположную Магеллановым Облакам. После ее исключения получаем скорость БМО относительно Галактики  $+82\text{ км/сек}$ . Для ММО соответствующая величина равна  $+18\text{ км/сек}$ .

На основе данных о длине волны нейтрального водорода в различных точках Магеллановых Облаков Керр и Вокулер (1956) изучили вращение БМО. Кривая зависимости линейной скорости от расстояния до центра напоминает аналогичные кривые для других галактик. Масса БМО, оцененная по вращению, составляет  $4-5 \cdot 10^9 M_{\odot}$ . Для ММО оценка массы более затруднительна. Керр и Вокулер предполагают, что она составляет около  $1/3$  массы БМО.

Радиоизлучение ионизованного водорода Магеллановых Облаков на волне  $3,5 \text{ м}$  изучалось Милсом. В большей части области, занимаемой этими звездными системами, интенсивность исследованного излучения мала,



Рис. 215.

и его нельзя отделить от излучения в той же длине волны Галактики. Там, где это разделение возможно, нет корреляции между интенсивностью радиоизлучения и оптической поверхностной яркостью. Исключение составляет район 30 Dor, где наблюдается сильный максимум интенсивности радиоизлучения.

Спиральная галактика в Андромеде NGC 224 (M31) является ярчайшей галактикой северного неба (рис. 215). Она принадлежит к типу Sb по Хаблу, а по Моргану классифицируется как kS5. Ее модуль расстояния равен  $23^m,9$  (в новой шкале расстояний), а после исправления за поглощение света —  $23^m,3$ . Это соответствует расстоянию в 460 *кпс*. NGC 224 имеет яркое

большое ядро с сильной концентрацией интенсивности излучения к центру. Угловые размеры ядра по Данверу (1942)  $9' \times 7'$ , что соответствует линейным размерам  $1200 \times 900$  пс. Угловые размеры всей галактики, измеренные Хаблом по фотографии, равны  $160' \times 40'$ , что дает  $20 \times 5$  кпс. В 1934 г. Стеббинс и Уитфорд определили границы NGC 224 фотоэлектрическим методом и нашли угловые размеры равными  $450' \times 110'$ , что приводит к линейным размерам, значительно превышающим размеры Галактики ( $60 \times 15$  кпс). Нужно, однако, думать, что чувствительный фотоэлектрический метод регистрирует границу NGC 224 значительно дальше, чем она определяется в Галактике измерением расстояния до объектов высокой светимости в направлении антицентра Галактики. По-видимому, размеры NGC 224 незначительно превосходят размеры Галактики. К этому выводу приводит и сравнение интегральных светимостей. У NGC 224 абсолютная величина равна  $-19^m,6$ . Примерно такова же абсолютная величина Галактики. Правда, интегральная видимая величина NGC 224 определялась не по области, простирающейся до границ, найденных Стеббинсом и Уитфордом, а по меньшей области, что приводит к занижению блеска и интегральной светимости. В общем можно считать, что NGC 224 как по размерам, так и по светимости несколько превосходит Галактику, причем обе эти звездные системы относятся к числу гигантских.

Наклон оси вращения NGC 224 к лучу зрения составляет около  $75^\circ$ , так что она видна почти с ребра. Тем не менее угол в  $75^\circ$  недостаточно велик для того, чтобы пылевая материя, расположенная у главной плоскости галактики, могла проявиться в виде черной полосы. Пылевая материя, собирающаяся в отдельные облака и комплексы облаков, проявляется в виде темноватых пятен в области спиральных ветвей. Спиральные ветви развиты умеренно, тесно прилегают к ядру и имеют некоторые особенности, позволяющие говорить о признаках кольцевой структуры. Впрочем, это впечатление, возможно, вызвано тем, что NGC 224 наблюдается почти с ребра.

Согласно общему закону для спиральных галактик ядро NGC 224 краснее, а спиральные ветви голубее, чем галактика в целом. Ярчайшие объекты ядра — это красные сверхгиганты с абсолютной величиной  $-3^m,0$ . Диаграмма спектр — светимость ядра похожа на диаграмму для шаровых скоплений. В спиральных ветвях ярчайшие звезды — голубые сверхгиганты с абсолютными величинами около  $-8^m$ . Однако по относительной численности голубых сверхгигантов NGC 224 уступает не только БМО, но и Галактике.

В 1955 г. Бааде и Суини при помощи 5-метрового телескопа изучили распределение переменных звезд в трех площадях NGC 224, расположенных на расстояниях  $15'$  (I),  $35'$  (II) и  $50'$  (III) от ядра. В этих площадях число переменных звезд до  $22^m,8$  оказалось соответственно равным 150, 205, и 360.

Таблица 14

| Тип переменной                          | I  | %  | III | %  |
|-----------------------------------------|----|----|-----|----|
| Долгопериодические цефеиды . . . . .    | 38 | 32 | 237 | 70 |
| Затменные . . . . .                     | 5  | 4  | 30  | 9  |
| Неправильные переменные . . . . .       | 32 | 27 | 20  | 6  |
| Долгопериодические переменные . . . . . | 8  | 7  | 2   | 1  |
| Новые . . . . .                         | 7  | 6  | 1   | 0  |
| Неустановленный тип . . . . .           | 30 | 24 | 50  | 14 |

Представляет интерес распределение этих переменных по типам в I и III площади (табл. 14).

Мы видим, что новые звезды вспыхивают преимущественно в области спиральных ветвей, прилегающей к ядру, здесь больше и неправильных переменных. Долгопериодические же цефеиды сконцентрированы главным образом во внешних областях спиралей.

Для изучения новых звезд Арп (1956) в течение 290 ночей за полтора года при помощи 60-дюймового рефлектора получил около 1000 фотографий, охватывающих площадь  $1^\circ \times 3^\circ$  вдоль большой оси NGC 224. При этом удалось обнаружить 30 вспышек новых с видимыми величинами в максимуме, заключенными между  $15^m,8$  и  $18^m,2$ . Это позволило оценить число вспышек новых за год во всей звездной системе в  $26 \pm 4$ .

Бааде на 5-метровом телескопе получил при экспозициях 60—80 мин. фотографические изображения пяти находящихся в NGC 224 планетарных туманностей с видимыми величинами от  $21^m,7$  до  $22^m,2$ .

Шаровых скоплений в NGC 224 насчитано 140. После изменения шкалы внегалактических расстояний их абсолютные величины и размеры оказались в среднем такими же, как и у аналогичных объектов в Галактике.

Хилтнер (1958) исследовал 21 из этих шаровых скоплений в отношении поляризации света. Четыре шаровых скопления с лучше всего определенной поляризацией света показывают, что в NGC 224, так же как и в Галактике, вектор силы электрического поля расположен приблизительно параллельно основной плоскости звездной системы.

NGC 224 окружена четырьмя эллиптическими галактиками, из которых две, NGC 221 и NGC 205, расположены близко, а две другие, NGC 147 и NGC 185, несколько более удалены. Светимости этих галактик значительно меньше светимости NGC 224. По-видимому, меньше и их масса; поэтому эти эллиптические галактики могут рассматриваться как спутники NGC 224.

Ван де Холст, Раймонд и ван Верден (1957) изучили распределение 21-см излучения NGC 224 и определили ход плотности нейтрального водорода в зависимости от углового расстояния до центра (табл. 15). Здесь  $\bar{N}$  имеет размерность  $\text{см}^{-3} \text{кпс}$ , т. е. чтобы получить поверхностную плотность в числе атомов на  $\text{см}^2$ , нужно  $\bar{N}$  умножить на  $3,08 \cdot 10^{21}$ .

Сравнение распределения водорода в NGC 224 и Галактике обнаруживает сходство. Вся масса нейтрального водорода в NGC 224 оценена в  $2,5 \cdot 10^9$  масс Солнца.

Болдвин (1954) произвел измерения интенсивности радиоизлучения NGC 224 на волне 3,7 м вдоль различных радиусов видимого эллипса. Полученный график хода относительных интенсивностей в оптических и радио-

Т а б л и ц а 15

| $\alpha$ | $100 \bar{N}$ | $\alpha$ | $100 \bar{N}$ |
|----------|---------------|----------|---------------|
| 0'       | 38            | 90'      | 5             |
| 15       | 5             | 105      | 7,5           |
| 30       | 7             | 120      | 3,5           |
| 45       | 7,5           | 135      | 0             |
| 60       | 28,5          | 150      | 1,5           |
| 75       | 3             |          |               |

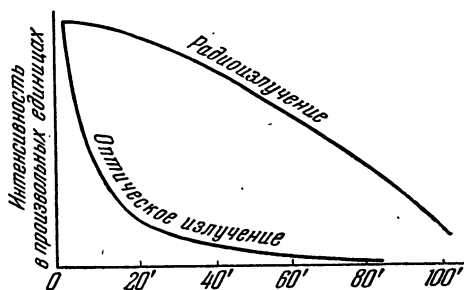


Рис. 216.



волнах вдоль радиуса, почти совпадающего с малой осью видимого эллипса Галактики (рис. 216), показывает, что интенсивность радиоизлучения падает значительно медленнее интенсивности оптического излучения, и в радиоволнах протяженность NGC 224 в этом направлении значительно больше. Из этого следует, что источники радиоизлучения образуют сферическую подсистему. Тот же результат был получен Брауном и Гацардом (1951). В 1952 г. И. С. Шкловский, изучив распределение радиоизлучения в Галактике, пришел к выводу, что она окружена квазисферической короной радиоизлучения. Этот результат согласуется с данными о радиоизлучении NGC 224.

§ 187. Видимое распределение галактик. В 1932 г. Шепли и Эймс опубликовали каталог всех галактик до  $13^m,4$  по всему небу. В него вошло 1249 галактик, причем полнота обеспечивалась до  $12^m,6$ . Кроме фотографической величины, экваториальных и галактических координат, для каждой галактики приведены угловой диаметр и тип.

Примерно в то же время Шепли с сотрудниками начали большую работу по подсчетам галактик до  $18^m$  в площадках, покрывающих все небо. Эта работа еще полностью не закончена, но отдельные ее части опубликованы. Так, изданы (1937) квалифицированные подсчеты (т. е. подсчеты числа галактик каждой данной величины) в 2175 площадках, заполняющих область неба с  $\delta < -60^\circ$ .

В 1934 г. Хабл опубликовал результаты подсчетов галактик до  $20^m$  в 1283 площадках по фотографиям, полученным на 60 и 100-дюймовом рефлекторах обсерватории Маунт Вилсон. Из этих площадок 760 равномерно распределены по всей области неба с  $\delta > -30^\circ$ , а остальные выбраны в различных интересных местах (также в области  $\delta > -30^\circ$ ). На основании выполненных подсчетов Хабл установил, что число галактик  $N(m)$  до данной величины  $m$  в 1 кв. градусе неба удовлетворяет условию

$$\lg N(m) = 0,6m - 9,12, \quad (46)$$

При выводе формулы (46) Хабл вносил в подсчеты поправку за счет красного смещения в спектрах галактик. Эта поправка необходима, так как вследствие красного смещения максимум интенсивности излучения галактик, находящийся в желтой части спектра (средний спектральный класс G), переходит в красную часть спектра, т. е. в ту часть, в которой фотографическая пластинка мало чувствительна. Поэтому фотографические величины быстро удаляющихся, т. е. далеких и слабых галактик ослабляются дополнительно.

Коэффициент 0,6 при  $m$  показывает (см. § 116), что до расстояния, равного среднему расстоянию галактик видимой  $20^m$ -й величины, допустимо предположение, что галактики в среднем заполняют пространство равномерно, а поглощение света не играет заметной роли.

Этот результат Хабла долгое время рассматривался как свидетельство о равномерном заполнении вселенной галактиками. На самом деле, как мы указывали в § 116, обратная теорема Зеелигера, конечно, неверна. Галактики могут собираться в группы и скопления, а последние образовывать скопления скоплений и тем не менее равенство (46) может в среднем выполняться. Как мы увидим, это и имеет место на самом деле. Об отсутствии же значительного поглощения света до среднего расстояния галактик  $20^m$  на основании выполнения (46) можно утверждать достаточно уверенно.

Другой важный вывод Хабла состоял в том, что число галактик на единицу поверхности неба в среднем систематически уменьшается по мере приближения к галактическому экватору и в области самого галактического экватора галактик фактически нет совсем. Чрезвычайно мало вероятно, что-

бы это явление, противоположное явлению галактической концентрации, могло быть вызвано реальным распределением галактик в пространстве. Гораздо естественнее приписать его поглощению света в Галактике. В самом деле, если предположить, что плотность пылевой материи является лишь функцией расстояния от плоскости Галактики, а Солнце лежит в этой плоскости, то поглощение света внегалактических объектов согласно формуле (52) гл. XVIII определяется выражением

$$\Delta m = \int_0^{\infty} a(z) dr = \int_0^{\infty} a(z) \operatorname{cosec} b dz = \operatorname{cosec} b \cdot \beta, \quad (47)$$

где

$$\beta = \int_0^{\infty} a(z) dz \quad (48)$$

— поглощение света в звездных величинах в направлении галактического полюса.

Далее, согласно выражению (15) гл. XVIII, в предположении, что выполняются условия теоремы Зеелигера, имеем:

$$N(m - \Delta m) = N(m) \cdot 10^{-0,6\Delta m}. \quad (49)$$

Но поскольку при наличии поглощения  $\Delta m$  объекты  $(m - \Delta m)$ -й величины видны как объекты  $m$ -й величины, а поглощение зависит от  $b$ , мы можем написать:

$$N(m - \Delta m) = N_b(m).$$

Используя в (49) также (47) и логарифмируя, находим:

$$\lg N_b(m) = \lg N(m) - 0,6 \cdot \beta \cdot \operatorname{cosec} b. \quad (50)$$

Здесь  $N(m)$  — число галактик до  $m$ -й величины, которое наблюдалось бы при полном отсутствии поглощения света.

Хабл нашел, что его подсчеты галактик хорошо удовлетворяют равенству (50), причем  $\beta = 0,^m 25$ , а  $\lg N(20) = 2,115$ , если не вносить поправок за красное смещение.

Необходимо заметить, что полученная Хаблом величина  $0,^m 25$  для поглощения света в направлении галактических полюсов существенно занижена. Это объясняется тем, что в то время, когда выполнялась работа Хабла, поглощающую свет среду считали сплошной и в основном однородной, а в этом однородном слое, как полагали, находятся отдельные немногочисленные «угольные мешки» — массивные темные облака. Хабл ставил целью определить поглощение однородного слоя, и потому он исключал из обработки все площадки, в которых можно было предположить наличие угольных мешков. В результате были отброшены все площадки с пониженным против среднего количеством галактик. Их число равно 168 из общего числа 760 равномерно распределенных по небу площадок.

В свете современных представлений о структуре межзвездной среды очевидно, что 168 отброшенных Хаблом площадок — это направления с положительными флуктуациями в числе встречающихся на луче зрения темных облаков. Ясно, что отбросив эти площадки, Хабл получил заниженное значение  $\beta$ . Если использовать все площадки Хабла, то получается  $\beta = 0,^m 458 \pm 0,^m 015$ ,  $\lg N(20) = 2,236 \pm 0,021$ . Увеличение  $N(20)$  также понятно, так как если поглощение больше, то снимая его, мы получим большее число наблюдаемых

галактик. Определение величины  $\beta$  рядом авторов при помощи другого наблюдательного материала дало промежуточные значения этой величины:

Вильямс —  $0^m,305$  (1934),

Оорт —  $0^m,31$  (1938).

П. П. Паренаго —  $0^m,34$  (1940),

Б. Е. Маркарян —  $0^m,23-0,40$  (1946).

М. А. Вашакидзе —  $0^m,34$  (1953).

В настоящее время Шэном и Виртаненом ведется большая работа по подсчетам галактик до  $18^m$  по всей области  $\delta > -23^\circ$  в площадках размером 1 кв. градус. Уже опубликованы подсчеты в отдельных областях [ $12^h \leq \alpha \leq 18^h$ ;  $-20^\circ \leq \delta \leq +20^\circ$ ] (1954) и [ $0^h \leq \alpha \leq 6^h$ ;  $+20^\circ \leq \delta \leq +60^\circ$ ] (1956), охватившие миллионы галактик. Герцог, Уайльд и Цвикки составляют в настоящее время каталог положений и видимых величин галактик до  $15^m,5$  севернее  $\delta = -30^\circ$ . Этот каталог будет содержать около 35 000 галактик.

Если сравнить числа галактик в примыкающих друг к другу площадках, расположенных на одной и той же галактической широте, то оказывается, что эти числа подвержены колебаниям, значительно превосходящим естественные флуктуации. Для объяснения этого явления были выдвинуты две гипотезы: 1) наблюдаемые флуктуации в числах галактик вызваны случайностями (флуктуациями) в распределении темных облаков в Галактике и 2) наблюдаемые флуктуации вызваны тенденцией галактик образовывать скопления.

Первая гипотеза была исследована В. А. Амбарцумяном в его работах 1940—1951 гг., положивших начало теории флуктуаций в статистической астрономии. Вторая гипотеза разрабатывалась Нейманом и Скотт (1952), Шэном (1953) и другими авторами.

В настоящее время можно считать установленным и то, что поглощающая свет материя Галактики имеет клочковатую структуру и то, что галактики образуют скопления галактик. Таким образом, действуют оба фактора и необходимо совместное рассмотрение обеих гипотез. Это можно сделать, если применить обобщенный метод В. А. Амбарцумяна.

Рассмотрим для этого полученное в § 129 уравнение (87) и применим его сначала к наблюдателю, находящемуся на границе Галактики и изучающему поверхностную яркость Метагалактики, создаваемую галактиками. Будем считать, что все галактики собраны в скопления, т. е. светлая материя целиком собрана в сгущения, так что  $\lambda \neq 0$ , а  $\eta \equiv 0$ . При этом предполагается также, что функция распределения интенсивности светлых сгущений, т. е. в нашей задаче нормированная функция распределения числа галактик в скоплениях галактик, одна и та же во всех точках пространства. Наличием темной материи в Метагалактике пренебрежем, т. е. предположим  $\tau \equiv 0$ ,  $\kappa \equiv 0$ . Тогда уравнение (87) примет вид

$$\frac{d\mu_n^*(s)}{ds} + \lambda(s) \sum_{k=1}^n C_n^k \bar{\xi}^k \mu_{n-k}^*(s) = 0, \quad (51)$$

причем мы поместили моменты звездочками, так как это еще не те моменты, которые можно было бы получить из наблюдений (наблюдатель находится за пределами Галактики). Если исследовать уравнение (51), то выясняется, что фигурирующие в нем моменты остаются ограниченными величинами лишь в том случае, если  $\lambda(s)$  при  $s \rightarrow \infty$  стремится к нулю быстрее, чем  $\frac{1}{s^{1+\sigma}}$ , где

$\sigma$  — сколь угодно малая фиксированная положительная величина. Это связано с так называемым парадоксом Ольберса, о котором см. § 193.

Однако ввиду того что мы в дальнейшем намерены перейти от флуктуаций яркости Метагалактики к флуктуациям в числе галактик до данной величины, можно считать, что  $\lambda$  для всех  $s > R$  равно нулю, так как все галак-

тики до данной величины заключены внутри сферы с некоторым радиусом  $R$ . Это обеспечит ограниченность  $\mu_n^*$  (и устранение парадокса Ольберса). В таком случае, рассматривая (51) как линейное дифференциальное уравнение относительно  $\mu_n^*(s)$ , найдем его решение в виде

$$\mu_n^*(s) = \sum_{k=1}^n C_n^k \bar{\xi}^k \int_s^R \lambda(s) \mu_{n-k}^*(s) ds, \quad (52)$$

причем постоянная интегрирования определялась из условия  $\mu_n^*(s) \rightarrow 0$  при  $s \rightarrow R$ , так как, поскольку галактики за пределами сферы с радиусом  $R$  не участвуют в подсчетах, то мы можем их вообще считать отсутствующими, и тогда поверхностная яркость (и ее моменты), наблюдаемая с границы этой сферы наружу, равна нулю.

Если теперь дополнительно предположить, что все галактики имеют одну и ту же светимость, а средняя плотность распределения их скоплений внутри сферы с радиусом  $R$  постоянная во всех точках то для всех  $s < R$  имеем  $\lambda = \text{const}$  и выражения (52) при  $s=0$  (т. е. для наблюдателя, находящегося на границе Галактики) примут вид

$$\left. \begin{aligned} \mu_1^*(0) &= \lambda R \bar{\xi}, \\ \mu_2^*(0) &= \lambda^2 R^2 (\bar{\xi})^2 + \lambda R \bar{\xi}^2, \\ \mu_3^*(0) &= \lambda^3 R^3 (\bar{\xi})^3 + 3\lambda^2 R^2 \bar{\xi} \bar{\xi}^2 + \lambda R \bar{\xi}^3. \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

Перейдем к рассмотрению флуктуаций яркости Метагалактики, наблюдаемых из точки, находящейся внутри Галактики. Так как мы рассматриваем яркость Метагалактики, а не Галактики (причем в дальнейшем перейдем к числу наблюдаемых галактик на единицу поверхности неба, т. е. величине, не смешиваемой с наблюдаемыми объектами Галактики), то при прохождении луча внутри Галактики он не будет встречаться со светлой материей рассматриваемого типа. Это значит, что теперь, при рассмотрении уравнения (87) из § 129, мы должны положить  $\eta \equiv 0$ ,  $\lambda \equiv 0$ . Далее, в соответствии с данными гл. XVIII будем считать, что вся темная материя Галактики собрана в облака, а непрерывного темного субстрата нет. Тогда  $\kappa \neq 0$ ,  $\tau \equiv 0$ . Уравнение (51) примет вид

$$\frac{d\mu_n(s)}{ds} - \kappa(s) (1 - \bar{q}^n) \cdot \mu_n(s) = 0. \quad (54)$$

Решая это однородное линейное дифференциальное уравнение, необходимо иметь в виду, что при возрастании  $s$  и выходе за пределы Галактики мы приходим к уже рассмотренной задаче о флуктуациях яркости Метагалактики, наблюдаемых с границ нашей Галактики. Поэтому, учитывая огромное различие в масштабах Галактики и Метагалактики, можно написать:

$$\mu_n(\infty) = \mu_n^*(0). \quad (55)$$

Используя (55) для нахождения произвольной постоянной при решении (54), получаем:

$$\mu_n(s) = \mu_n^*(0) e^{-\int_s^\infty (1 - \bar{q}^n) \kappa(s) ds}. \quad (56)$$

Если считать, что  $\kappa(s)$  является только функцией расстояния от плоскости Галактики, то, как и в (47), получаем:

$$\int_0^\infty \kappa(s) ds = \xi \operatorname{cosec} b, \quad (57)$$

где  $b$  — галактическая широта, а  $\xi$  — математическое ожидание числа темных облаков в направлении на галактический полюс. Тогда из (56) при  $s=0$  (т. е. для наблюдателя на Земле), следует

$$\mu_n(0) = \mu_n^*(0) e^{-(1-\bar{q}^n)\xi \operatorname{cosec} b}. \quad (58)$$

Теперь нам осталось от случайной величины «поверхностная яркость» перейти к случайной величине «поверхностная плотность» числа галактик. Для этого вспомним, что согласно правилу Погсона при ослаблении видимой величины на  $\Delta m$  блеск ослабевает в  $10^{0.4 \cdot \Delta m}$  раз. Из этого после сравнения с (49) следует, что при экранировании темной материей поверхностная яркость  $x$  и число галактик  $N$  связаны соотношением

$$N \sim x^{\frac{3}{2}}.$$

В то же время очевидно, что для флуктуаций, вызванных скоплениями галактик,

$$N \sim x.$$

Поэтому при переходе от равенств (58) к аналогичным равенствам для моментов поверхностной плотности числа галактик  $V_n$  необходимо в показателе степени  $q$  показатель степени  $n$  заменить величиной  $\frac{3}{2}n$ . Тогда эти равенства, написанные для значений  $n=1, 2, 3, \dots$ , примут после логарифмирования и замены  $\mu_n^*$  (для моментов плотностей числа галактик мы пишем  $V_n^*$ ) их выражениями (53) следующий окончательный вид:

$$\left. \begin{aligned} \lg V_1(b) &= \lg(a\bar{g}) - \alpha(1 - \bar{q}^{1.5})\xi \operatorname{cosec} b, \\ \lg V_2(b) &= \lg[a^2(\bar{g})^2 + a\bar{g}^2] - \alpha(1 - \bar{q}^3)\xi \operatorname{cosec} b, \\ \lg V_3(b) &= \lg[a^3(\bar{g})^3 + 3a^2\bar{g}\bar{g}^2 + a\bar{g}^3] - \alpha(1 - \bar{q}^{4.5})\xi \operatorname{cosec} b, \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

где  $\alpha$  — модуль перехода от натуральных логарифмов к десятичным,  $\alpha = \lambda R$  — математическое ожидание числа скоплений галактик до просматриваемого расстояния  $R$ , а  $\bar{g}$ ,  $\bar{g}^2$  и т. д. являются соответственно средним числом галактик в скоплении, средним квадрата числа галактик в скоплении и т. д.

Левые части уравнений (59) получаются из наблюдений. Это есть средняя величина первой, второй и т. д. степени числа галактик, расположенных на широте  $b$ . Так как это можно сделать для различных значений  $b$ , то из каждого уравнения в системе (59) получается избыточная система уравнений. Решая эти избыточные системы, мы получим  $a\bar{g}$ ,  $(1 - \bar{q}^{1.5})\xi$ ;  $a^2(\bar{g})^2 + a\bar{g}^2$ ,  $(1 - \bar{q}^3)\xi$ ; и т. д.

Важно то, что рассмотренный метод позволяет разделить влияние группировки галактик в скопления, учитываемые первыми членами правых частей равенств (59), от влияния клочкообразности структуры темной материи, учитываемого вторыми членами правых частей этих же равенств.

Применив первые два уравнения системы (59) к подсчетам Шепли (1937), Т. А. Агемян (1957) получил следующие результаты:  $a$  — среднее число скоплений галактик до  $17^m, 2$  на 1 кв. градус равно  $2,18 \pm 0,02$ ;  $\bar{g}$  — среднее число галактик в скоплении равно  $8,3 \pm 1,6$ ; среднее поглощение  $\Delta m = -2,5 \lg \bar{q}$  одной темной туманности равно  $0^m, 39 \pm 0^m, 02$ .

Таким образом, среди скоплений галактик преобладают небольшие со средним числом некарликовых галактик (из карликовых галактик видны

только самые близкие, и в подсчетах Шепли они практически не участвуют) около 8.

В 1953 г. Нейман, Скотт и Шэн применили развитую ими теорию флуктуаций поверхностной плотности числа галактик в предположении, что флуктуации вызваны только группировкой галактик в скопления, к подсчетам Шэна и Виртанена (1954) и получили  $\bar{g} < 287$ . Сравнение этого результата с полученным выше значением  $g$  показывает, что влияние флуктуаций в поглощении света на видимое распределение галактик, по-видимому, существенно.

В заключение укажем, что согласно мнению Цвикки флуктуации в видимом распределении галактик вызваны не только объединением галактик в скопления и клочкообразной структурой темной материи в Галактике. По его мнению, значительна роль тенденции скоплений галактик образовывать скопления скоплений галактик. Играть также роль флуктуации в метagalактическом поглощении света. Роль этих факторов действительно может быть существенна, если рассматривается распределение очень слабых, далеких галактик.

§ 188. Двойные и кратные галактики. Галактики обнаруживают сильно выраженную тенденцию к образованию двойных и кратных систем. Ближайшие к нам две галактики — Большое и Малое Магеллановы Облака — образуют двойную систему, а вместе с нашей Галактикой — тройную систему. Галактика в Андромеде со своими близкими эллиптическими спутниками NGC 205 и NGC 221 образуют тройную систему, а с двумя другими более далекими спутниками, NGC 147 и NGC 185, — пятерную систему. Из ближайших галактик NGC 147 и NGC 185 образуют двойную систему. Таким образом, из списка 19 ближайших галактик половина входит в число двойных и кратных систем. Примерно такое же соотношение мы имеем для звезд в нашей Галактике.

В 1811 г. В. Гершель, изучив 139 двойных объектов, которые он называл двойными туманностями, пришел к выводу о физической общности составляющих их компонентов. Лундмарк (1926), исследовав около 8000 объектов NGC, нашел до 200 двойных и кратных галактик.

В настоящее время основным каталогом двойных и кратных галактик является каталог Хольмберга (1937), содержащий 827 объектов. Критерием двойственности Хольмберг принял условие

$$\frac{\xi}{D_1 + D_2} \leq 2, \quad (60)$$

где  $D_1$  и  $D_2$  — диаметры галактик, а  $\xi$  — расстояние между их центрами. Этот критерий достаточно жесткий и число оптических двойных галактик в каталоге Хольмберга должно быть очень мало. Каталог содержит галактики до  $16^m$ , но полностью охватывает галактики только до  $14^m,5$ .

Интересно распределение кратных галактик по степени кратности:

| Кратность<br>систем | Число<br>систем |
|---------------------|-----------------|
| 2                   | 695             |
| 3                   | 96              |
| 4                   | 22              |
| 5                   | 6               |
| 6                   | 8               |

Соотношение между системами различной кратности примерно такое же, как и у двойных и кратных звезд.

Изучение распределения систем по типам входящих в них галактик приводит к выводу, что галактики ранних типов чаще входят в состав тесных пар, а галактики поздних типов — в состав широких пар.

Как установил В. А. Амбарцумян (1956), число двойных и кратных систем у галактик (так же как и у звезд) во много раз превосходит то их число, которое должно было бы быть при диссоциативном равновесии, т. е. при таком состоянии, когда в ходе взаимодействий между галактиками число формирующихся систем равно числу распадающихся систем. Из этого следует, что в настоящее время, по крайней мере в области, окружающей нашу Галактику, должен происходить преимущественно процесс распада двойных и кратных систем.

Подтверждение этого вывода В. А. Амбарцумян видит в том, что среди кратных галактик имеется большое число систем типа Трапеции Ориона, т. е. таких систем, у которых можно указать три компонента, все три взаимные расстояния которых сравнимы между собой. Такие системы не могут быть устойчивыми, так как движения в них отличны от кеплеровских движений. Система типа Трапеции Ориона, даже если полная энергия этой системы отрицательна, должна в результате внутренних взаимодействий распасться за время только в несколько раз большее, чем время, необходимое, чтобы компоненты проходили внутри системы путь, равный размеру системы. Распад в результате внутренних взаимодействий прекращается, когда в системе остается только два компонента, после чего двойная система может распасться только в результате взаимодействий при встрече с другими галактиками. В. А. Амбарцумян нашел, что среди 132 кратных галактик каталога Хольмберга 87 имеют такие конфигурации, что в них можно найти три компонента, у которых отношение наибольшего взаимного расстояния к наименьшему не превосходит 2,5. Такие системы должны быть отнесены к типу Трапеции. Правда, доля их в общем числе кратных галактик преувеличена из-за селекции, вызванной критерием Хольмберга для отбора кратных систем, но исследовав роль этой селекции, В. А. Амбарцумян нашел, что системы типа Трапеции составляют не меньше половины всех кратных систем, следовательно, относительное количество их значительно больше, чем систем типа Трапеции у кратных звезд.

Наличие большого числа двойных и кратных галактик, а среди последних большого числа систем типа Трапеции, привело В. А. Амбарцумяна к выводу о совместном и сравнительно недавнем происхождении галактик — компонентов двойных и кратных систем.

Интересной особенностью двойных и кратных галактик является существование во многих из них полос светящейся материи, как бы соединяющих между собою компоненты системы. Эти полосы, рукава или мосты, описанные Цвикки (1956), встречаются преимущественно в тесных системах (рис. 217). Как указывает Цвикки, на каждой пластинке, снятой на 48-дюймовом рефлекторе Шмидта, имеется около дюжины двойных и тройных систем, компоненты которых соединены полосами материи. Обычно мосты, соединяющие галактики, являются как бы продолжениями спиральных ветвей этих галактик. Так же как и спиральные ветви, они имеют голубоватый цвет. Пример близкой галактики NGC 5194 (M 51), разложенной на звезды, показывает, что мосты состоят из горячих гигантов, газовых и пылевых туманностей и множества звезд меньшей светимости. Согласно Б. А. Воронцову-Вельяминову (1958) мосты, соединяющие галактики E и S0, короткие, широкие и яркие, а между Sb и Sc бывают длинные, узкие и слабо светящиеся мосты. В среднем, чем мост длиннее, тем он уже.

Наряду с полосами — мостами, соединяющими близкие галактики, распространены полосы, выступающие из одной галактики в направлении другой, но не достигающие последней. Такие полосы Б. А. Воронцов-Вельяминов называет хвостами. Часто наряду с хвостом, направленным к близкой галактике, имеется хвост, направленный в противоположную сторону. Это явление наводит на мысль о приливном взаимодействии галактик.

На природу мостов, соединяющих галактики, а также выступов-хвостов, существуют две точки зрения. Согласно Цвикки эти образования являются результатом взаимодействия сблизившихся галактик. Более того, Цвикки высказывает мнение, что спиральные ветви галактик образуются вследствие разрыва мостов при наличии вращения у случайно встречавшихся галактик.

Согласно другой точке зрения (В. А. Амбарцумян (1958)) мосты между галактиками возникают при взаимном удалении двух или нескольких галактик, возникших из одного ядра. Это — последние связи между галактиками, составлявшими ранее одно целое.

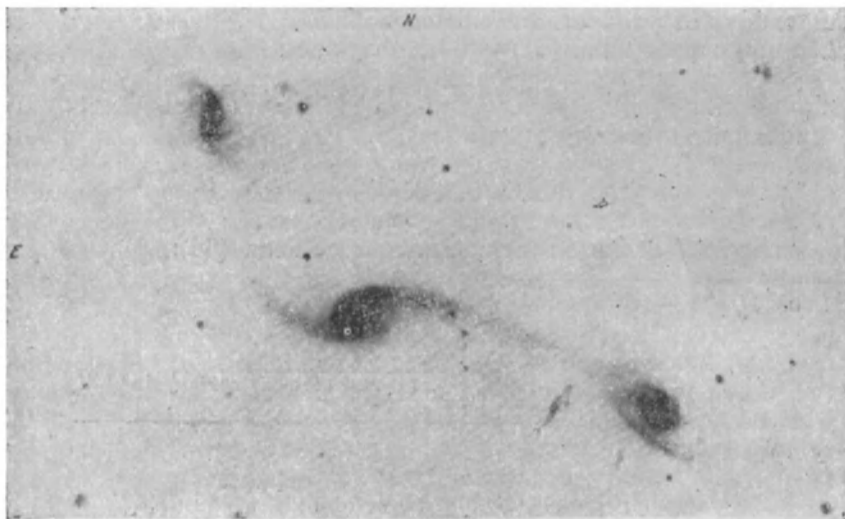


Рис. 217.

Б. А. Воронцов-Вельяминов указал еще на следующие признаки взаимодействия между близкими друг к другу галактиками: 1) части галактик, обращенные друг к другу, либо менее ярки, либо в этой области спиральная структура сильно искажена или даже вообще отсутствует, 2) существуют пары или небольшие группы галактик, погруженные в общий туман.

В 1959 г. Б. А. Воронцов-Вельяминов опубликовал I часть «Атласа и каталога взаимодействующих галактик», содержащую 355 систем.

§ 189. Определение масс двойных галактик. Метод определения масс двойных галактик основан на предположении, что компоненты двойных галактик физически связаны и движутся один относительно другого по замкнутым орбитам. В точках орбиты близ перигалаксия орбитальные скорости больше круговых для тех же точек, а в точках близ апогалаксия, наоборот, меньше соответствующих круговых скоростей. Поэтому статистически движение в среднем можно считать круговым. Тогда, приравнявая центробежные и центростремительные силы, находим:

$$M_1 + M_2 \approx 2M = 1,12 \cdot 10^{-3} a v^2, \quad (61)$$

где  $M$  — масса, выраженная в единицах солнечной,  $a$  — радиус относительной орбиты в астрономических единицах,  $v$  — круговая скорость по орбите в километрах в секунду.

Обозначая также наблюдаемую разность лучевых скоростей компонентов  $\Delta v$ , угол между круговой скоростью и лучом зрения  $\Phi$ , угол между ради-



усом-вектором и лучом зрения  $\psi$ , угловое расстояние между компонентами в минутах дуги  $s$ , расстояние до системы в парсеках  $r$ , получим:

$$\Delta v = v \cos \Phi, \quad (62)$$

$$s = \frac{a \sin \psi}{\sin \Phi}. \quad (63)$$

Так как  $v$  перпендикулярно к  $a$ , то

$$\left. \begin{aligned} \cos \Phi &= \sin i \cdot \cos \Omega, \\ \cos \psi &= \sin i \cdot \sin \Omega, \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

где  $i$  — наклонность орбиты к картинной плоскости,  $\Omega$  — расстояние второго компонента от узла относительной орбиты.

Комбинируя равенства (61) — (63), получаем:

$$M \cdot f = M \sin \psi \cos^2 \Phi = 0,0336 \cdot r \cdot s \Delta v^2. \quad (65)$$

Можно приближенно считать, что

$$\bar{M} = 0,336 \frac{\bar{r} \cdot \bar{s} \cdot \overline{\Delta v^2}}{\bar{f}}. \quad (66)$$

Среднее значение  $f$  легко вычисляется при помощи (64):

$$\begin{aligned} \bar{f} &= \sin^2 i \cos^2 \Omega \sqrt{1 - \sin^2 i \sin^2 \Omega} = \\ &= \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Omega \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \sin^2 i \sin^2 \Omega} \cos^2 \Omega \sin^3 i \, di}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Omega \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin i \, di} \approx 0,295. \end{aligned}$$

Поэтому получаем

$$\bar{M} = 0,114 \bar{r} \bar{s} \overline{\Delta v^2}. \quad (67)$$

Формула (67) позволяет оценить среднюю массу двойных галактик, если измерены разности лучевых скоростей компонентов и каким-нибудь образом определены расстояния.

Пейдж (1952) по лучевым скоростям компонентов 20 пар галактик получил  $\bar{M} = 8 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ . Средняя ошибка этого определения оценена в  $3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ . Относительные лучевые скорости компонентов двойных систем в измерениях Пейджа достигают 640 км/сек.

В 1959 г. Пейдж и Торнтон повторили исследование на более обширном материале (65 пар галактик). Согласно формуле (67) получаемая средняя масса пропорциональна расстоянию и, следовательно, обратно пропорциональна постоянной Хаббла (если расстояния определяются по лучевым скоростям). В предположении, что постоянная Хаббла равна 100 км/сек/Мпс, Пейдж и Торнтон получили для средней массы галактики  $2,5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ . Для выделенных из общего числа 45 E- и S0-галактик средняя масса оказалась равной  $4 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ , а для 20 S- и I-галактик  $0,3 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ .

Необходимо иметь в виду, что если предположение о физической связанности компонентов системы не соответствует действительности, то вместо (61) справедливо

$$2M < 1,12 \cdot 10^{-3} a v^2$$

и вместо (67) —

$$\bar{M} < 0,114 \bar{r} \bar{s} \overline{\Delta v^2}. \quad (68)$$

Таким образом, если сделанное предположение неверно, то получаемые по (67) массы галактик завышены.

§ 190. Скопления галактик. Распределение галактик в пространстве весьма далеко от равномерного. Они образуют сгущения самого различного характера и масштаба. В то время как у звезд лишь меньшая часть входит в состав звездных скоплений, а большая часть принадлежит общему полю звездных систем, галактики в своем подавляющем большинстве являются членами различного рода сгущений галактик.

Исследованием пространственного распределения галактик много лет занимался Цвикки. Он предложил (1957) различать среди сгущений галактик следующие классы:

1) Скопления галактик. Эти образования содержат сотни и даже тысячи объектов. Весьма важной особенностью скоплений является наличие в них одного или нескольких центров концентрации галактик. Некоторые скопления галактик показывают определенные черты правильности строения. Плотность числа галактик в центральных областях скопления в тысячи и даже миллионы раз больше, чем в окружающем поле. Скопления галактик, имеющие круговую симметрию, называются правильными, в противном случае они называются неправильными.

2) Группы галактик, содержащие менее ста объектов. Плотность галактик в группах существенно больше, чем в окружающем поле. В группах галактик отсутствует сколько-нибудь заметная концентрация галактик к центру.

3) Облака галактик. Эти образования представляют собой просто большие группы, насчитывающие сотни и тысячи членов. Облака имеют неправильную форму. В них нет концентрации к центру.

4) Облака групп, представляющие собой объединения большого числа групп галактик. Плотность числа галактик в пространстве между группами в этих областях выше, чем в общем метagalактическом поле.

5) Облака скоплений, представляющие собой наиболее обширные из наблюдаемых сгущений материи; бывают двойные, тройные скопления и т. д. Большие облака скоплений могут содержать многие десятки скоплений и насчитывать свыше 100 000 галактик.

Исследование сгущения галактик и отнесение их к одному из перечисленных классов производится путем подсчета числа галактик в площадках неба.

Наиболее интересными объектами являются скопления галактик.

Приведем результаты исследования скопления галактик в созвездии Волос Вероники, выполненного Цвикки. Это скопление обнаруживает отчетливый центр сгущения и круговую симметрию. Цвикки подсчитывал числа галактик в концентрических кольцах, центр которых совпадает с центром сгущения, отдельно при помощи 16-дюймового телескопа Шмидта, дающего предельную величину  $16^m,5$ , и при помощи 48-дюймового телескопа Шмидта, обеспечивающего  $19^m,0$  видимую величину.

Расстояние до этого скопления в шкале расстояний Сандеджа оценивается в  $85 \text{ Мпс}$ , модуль расстояния  $34^m,7$ . Следовательно, в первом случае подсчитывались галактики ярче абсолютной величины  $-18^m,2$ , а во втором случае ярче абсолютной величины  $-15^m,7$ . Самые яркие галактики этого скопления имеют видимую величину  $+13^m,2$ , что соответствует абсолютной величине  $-21^m,5$ . То, что ярчайшие объекты большого скопления галактик имеют большую светимость, чем наша Галактика или NGC 224, вполне естественно и является аргументом в пользу шкалы Сандеджа. Характер подсчетов показывает, что число галактик данной величины монотонно растет с видимой величиной, т. е. функция светимости монотонно растет от  $M = -21^m,5$  до  $-15^m,7$ .

Таблица 16

| Границы<br>кольца в<br>минутах | Число га-<br>лактик до<br>16 <sup>m</sup> ,5 | Число га-<br>лактик до<br>19 <sup>m</sup> ,0 | Число га-<br>лактик до<br>16 <sup>m</sup> ,5 на<br>1 кв. град. | Число га-<br>лактик до<br>19 <sup>m</sup> ,0 на<br>1 кв. град. | $n_1$ | $n_2$ | $n_2 - n_1$ | $\frac{n_2 - n_1}{n_1}$ |
|--------------------------------|----------------------------------------------|----------------------------------------------|----------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------|-------|-------|-------------|-------------------------|
| 0—5                            | 31                                           | 60                                           | 1420                                                           | 2716                                                           | 1413  | 2546  | 1133        | 0,820                   |
| 5—10                           | 42                                           | 125                                          | 641                                                            | 1910                                                           | 634   | 1740  | 1106        | 1,75                    |
| 10—15                          | 53                                           | 152                                          | 485                                                            | 1394                                                           | 478   | 1224  | 746         | 1,56                    |
| 15—20                          | 44                                           | 166                                          | 288                                                            | 1086                                                           | 281   | 916   | 635         | 2,26                    |
| 20—30                          | 87                                           | 325                                          | 200                                                            | 745                                                            | 193   | 575   | 382         | 1,98                    |
| 30—40                          | 66                                           | 365                                          | 108                                                            | 600                                                            | 101   | 430   | 329         | 3,26                    |
| 40—50                          | 72                                           | 395                                          | 91                                                             | 502                                                            | 84    | 332   | 248         | 2,96                    |
| 50—60                          | 73                                           | 456                                          | 76                                                             | 475                                                            | 69    | 305   | 236         | 3,42                    |
| 60—70                          | 69                                           | 453                                          | 61                                                             | 400                                                            | 54    | 230   | 176         | 3,3                     |
| 70—80                          | 34                                           | 471                                          | 26                                                             | 359                                                            | 19    | 189   | 170         | 8,9                     |
| 80—90                          | 32                                           | 441                                          | 22                                                             | 298                                                            | 15    | 128   | 113         | 7,5                     |
| 90—100                         | 41                                           | 530                                          | 25                                                             | 320                                                            | 18    | 150   | 132         | 7,4                     |
| 100—120                        | 61                                           | 1091                                         | 16                                                             | 291                                                            | 9     | 121   | 112         | 13                      |
| 120—140                        | 49                                           | 1311                                         | 11                                                             | 289                                                            | 4     | 119   | 115         | 29                      |
| 140—160                        | 50                                           | 1347                                         | 10                                                             | 257                                                            | 3     | 87    | 84          | 28                      |
| 160—180                        |                                              | 1579                                         |                                                                | 266                                                            |       | 96    |             |                         |
| 180—200                        |                                              | 1828                                         |                                                                | 275                                                            |       | 105   |             |                         |
| 200—220                        |                                              | 2100                                         |                                                                | 287                                                            |       | 117   |             |                         |
| 220—240                        |                                              | 2233                                         |                                                                | 278                                                            |       | 108   |             |                         |
| 240—270                        |                                              | 3436                                         |                                                                | 257                                                            |       | 87    |             |                         |
| 270—300                        |                                              | 3466                                         |                                                                | 232                                                            |       | 62    |             |                         |
| 300—330                        |                                              | 3629                                         |                                                                | 220                                                            |       | 50    |             |                         |
| 330—360                        |                                              | 3992                                         |                                                                | 221                                                            |       | 51    |             |                         |

Данные подсчетов приведены во 2-м и 3-м столбцах табл. 16. В следующих двух столбцах приведены соответствующие числа галактик в 1 кв. градусе неба, полученные делением данных 2-го и 3-го столбцов на площадь кольца. На скопление галактик проектируются галактики, не принадлежащие скоплению, находящиеся ближе скопления или дальше него. Чтобы исключить эти галактики, необходимо из чисел в 4-м и 5-м столбцах соответственно вычесть среднее число галактик до 16<sup>m</sup>,5 и до 19<sup>m</sup>,0 на квадратный градус области вне скопления на той же галактической широте. Цвикки нашел, что среднее число галактик до 16<sup>m</sup>,5 и 19<sup>m</sup>,0 в одном квадратном градусе поля соответственно равно 7,4 и 170. После вычитания получаем в 6-м и 7-м столбцах числа  $n_1$  и  $n_2$  галактик скопления до 16<sup>m</sup>,5 и 19<sup>m</sup>,0 в 1 кв. градусе неба на данных расстояниях от центра сгущения.

В восьмом столбце помещены числа на 1 кв. градус слабых галактик скопления с видимыми величинами от 16<sup>m</sup>,5 до 19<sup>m</sup>,0. В 9-м столбце даны отношения числа слабых галактик к числу ярких галактик.

Данные таблицы показывают, что если судить только по ярким галактикам, то граница скопления проходит на расстоянии около 160' от центра. Если же рассматривать более слабые галактики, то радиус скопления больше 360'. Отношение числа галактик на 1 кв. градус в центре скопления к числу галактик на 1 кв. градус в поле равно для ярких галактик 200, а для слабых галактик только 7. Таким образом, яркие галактики показывают гораздо более сильное сгущение, чем слабые галактики. Последний столбец, дающий отношение числа слабых галактик к числу ярких, показывает, что яркие галактики сильнее сконцентрированы к центру, их доля в общем числе галактик по мере удаления от центра непрерывно и довольно быстро убывает. Очевидно, что если совершить переход от поверхностного распределения к пространственному, аналогично тому, как это делается для шаровых звездных скоплений (см. § 173), то скорость убывания доли ярких галактик при удалении от центра станет еще больше.

Среди близких галактик более массивные имеют большую светимость. Можно полагать, что это соотношение справедливо и для галактик в скоплениях. Тогда окажется, что в скоплениях галактик в Волосах Вероники массивные галактики расположены ближе к центру, а галактики с малыми массами распространены и на периферию. Этот наблюдательный факт Цвикки рассматривает как свидетельство того, что в данном скоплении успело сработать иррегулярное гравитационное поле. В пользу этого же мнения говорит и достаточно хорошо выполняемый сферический закон распределения галактик в скоплениях.

Нужно, однако, заметить, что объяснение, предложенное Цвикки, не является единственно возможным. Можно допустить, что скопление галактик формировалось из некоторого образования, имевшего сферическую симметрию и концентрацию плотности к центру. Тогда в центральных областях (там, где плотность материи выше) могли образоваться более массивные галактики.

Линейный диаметр скопления в Волосах Вероники по ярким галактикам получается равным  $8 \text{ Мгпс}$ , а по слабым галактикам  $18 \text{ Мгпс}$ .

Общее число галактик до  $16^m$ , 5, принадлежащих скоплению, равно 654, а до  $19^m,0$ —10724. Это дает среднюю плотность 3,5 галактики на  $1 \text{ Мгпс}^3$ . В центральных же областях скопления на  $1 \text{ Мгпс}^3$  приходится свыше 100 галактик, так что здесь расстояния между галактиками сравнимы с размерами самих галактик.

Состав галактик в скоплении в Волосах Вероники несколько необычен. Здесь нет совершенно галактик с ясно выраженной спиральной структурой, но наряду с галактиками Е имеется большое число галактик S0. Та же особенность состава наблюдается в другом правильном и весьма плотном в центральных областях скоплении галактик в Северной Короне. Напомним, что S0 имеют ядра и сильное сжатие, как спиральные галактики, но не имеют спиральных ветвей и не обнаруживают признаков темной материи. Последние два свойства тесно между собой связаны, так как спиральные ветви образуются горячими гигантами, а горячие гиганты генетически тесно связаны с темной материей. Основываясь на этих соображениях, Спидер и Бааде (1951) выдвинули гипотезу, согласно которой галактики S0 в плотных скоплениях галактик являются результатом столкновений между собой спиральных галактик. При лобовой встрече двух спиральных галактик звезды каждой галактики проходят сквозь другую галактику ввиду огромной длины свободного пробега почти беспрепятственно. Общая деформация каждой из звездных систем также окажется незначительной. Но диффузная материя этих галактик столкнется, так как длина свободного пробега частиц диффузной материи мала в сравнении с размерами галактик. В результате этого диффузная материя окажется выброшенной из звездных систем и галактики S превратятся в S0. В этой гипотезе предполагается, что горячие гиганты генетически связаны с диффузной материей таким образом, что после выброса из галактики диффузной материи в ней перестают наблюдаться и горячие гиганты. В других, менее плотных скоплениях галактик (нужно рассматривать парциальную плотность S и S0), например в скоплении в Деве, галактики S имеются, а тип S0 встречается редко. Спидер и Бааде объясняют это тем, что здесь ввиду малой плотности встречи галактик происходят редко и выметание из спиралей диффузной материи не успело произойти.

В таблице 17 приводятся общие данные о трех правильных скоплениях галактик, полученные Цвикки (1957).

Обращают на себя внимание различия в населенности и пространственной плотности этих трех правильных скоплений галактик.

Средняя плотность числа галактик в метagalактическом поле оценивается в 0,05 на  $1 \text{ Мгпс}^3$ . Таким образом, плотность в скоплениях во много раз больше, чем в метagalактическом поле.

Таблица 17

| Характеристика                                         | Скопление в<br>Волосах Вероники | Скопление в Раке | Скопление в Пегасе |
|--------------------------------------------------------|---------------------------------|------------------|--------------------|
| Галактическая долгота                                  | 26°                             | 170°             | 58°                |
| Галактическая широта                                   | +87°                            | +30°             | -49°               |
| Расстояние в мегапарсеках . . . . .                    | 85                              | 55               | 45                 |
| Диаметр в градусах по галактикам до 19 <sup>m</sup> ,0 | 12,0                            | 7,0              | 2,0                |
| Абсолютная величина ярчайшего члена . .                | -21,5                           | -20,0            | -20,8              |
| Число галактик скопления до 16 <sup>m</sup> ,5 . . .   | 654                             | 84               | 62                 |
| Число галактик скопления до 19 <sup>m</sup> ,0 . . .   | 10724                           | 300              | 369                |
| Средняя плотность галактик на 1 Мгпс <sup>3</sup>      | 3,5                             | 1,9              | 180                |

Примером неправильного скопления галактик является скопление в созвездии Девы. Это — ближайшее из крупных скоплений. Его модуль расстояния 30<sup>m</sup>,7 и расстояние около 12 Мгпс. Яркие галактики, принадлежащие ему, занимают область  $250^\circ < l < 270^\circ$ ,  $+50^\circ < b < +70^\circ$ . Из 34 галактик, содержащихся в каталоге Мессье, 16 входят в скопление в Деве. В каталоге Шепли — Эймс к этому скоплению относятся 97 галактик с  $m \leq 12^m,3$  и 106 галактик с  $12^m,3 < m < 13^m$ . Более слабых галактик в нем насчитывали тысячи. На фотографиях, полученных Цвикки при помощи 48-дюймового телескопа Шмидта в скоплении в созвездии Девы обнаружено большое число слабых неправильных галактик с низкой поверхностной яркостью, т. е. галактик типа I II. При переходе к более слабым галактикам, как и в случае правильных скоплений, размеры скопления возрастают. Общие линейные размеры этого очень мощного скопления можно оценить в 8 Мгпс, а среднюю плотность в нем — в 15 галактик на Мгпс<sup>3</sup>. Среди ярких галактик этого скопления много гигантских эллиптических галактик, которые сконцентрированы к центру сильнее, чем спиральные галактики. По мнению Цвикки, это может объясняться тем, что при той же светимости галактики Е массивнее S.

Скопление в Деве имеет концентрацию к центру. Однако эта концентрация намного слабее, чем у скопления в Волосах Вероники. Вообще у неправильных скоплений концентрация к центру значительно слабее, чем у правильных скоплений.

К неправильным скоплениям относятся также скопления в Большой Медведице, Центавре, Печи, Льве.

Группой галактик является так называемая Местная группа галактик, включающая и нашу звездную систему. В состав этой группы, состоящей из первых 19 объектов табл. 2, входит шесть спиралей, шесть эллиптических и семь неправильных галактик. Линейные размеры Местной группы можно оценить в 0,8 Мгпс. Тогда плотность числа галактик в ней получается около 40 на Мгпс<sup>3</sup>. При сравнении этой плотности с ранее упоминавшимися плотностями в скоплениях галактик и в метагалактическом поле необходимо иметь в виду, что в Местной группе галактик выявлены некоторые весьма слабые члены — карликовые галактики, с абсолютными величинами от  $-10^m$  до  $-12^m$ . В метагалактическом поле и в скоплениях галактик столь слабые объекты не могут быть еще выявлены. Исключение составляет скопление Девы, в котором Цвикки удалось получить изображения почти столь же слабых галактик. Чем дальше расположено сгущение галактик, тем огра-

ниченнее возможности в выявлении слабых галактик, и это вызывает сильную селекцию. Плотности в далеких сгущениях галактик и в метагалактическом поле получаются преуменьшенными.

Группами галактик являются также содержащиеся в табл. 2 группы М 81 и М 101. Вероятно, в этих группах существенная часть галактик еще не обнаружена. Кажется неправдоподобным отсутствие в списках этих групп эллиптических галактик, а в группе М 101 также карликовых неправильных галактик.

Совокупность Местной группы и групп М 81 и М 101 является согласно классификации Цвикки небольшим облаком групп.

В 1953 г. Вокулер, исследовав распределение по небу ярких галактик каталога Шепли—Эймс, обнаружил, что эти галактики (члены Местной группы были исключены) концентрируются около большого круга, пересекающего почти точно под прямым углом галактический экватор у галактических долгот 105 и 285°. В северном галактическом полушарии круг концентрации галактик проходит через скопление в Деве. Если исключить плотную группу галактик, локализованную в небольшом участке неба южного полушария, то полоса толщиной в 12° около круга концентрации, составляющая только 10% поверхности неба, заключает приблизительно  $\frac{2}{3}$  всех галактик ярче 12<sup>m</sup>. Если учесть зону избегания, вызванную поглощением света в Галактике, то это приводит к поверхностной плотности числа галактик в упомянутой полосе, в 10 раз большей, чем вне полосы.

Обнаруженное явление Вокулер рассматривает как свидетельство существования большого плоского сгущения галактик, названного им Местной сверхсистемой галактик. По мере перехода к более слабым галактикам концентрация к кругу концентрации уменьшается, в отличие от того, что мы имеем, рассматривая галактическую концентрацию звезд. Это должно объясняться сравнительно ограниченными размерами Местной сверхсистемы, так что далекие галактики уже к ней не принадлежат.

Изучив распределение плотности числа галактик вдоль круга концентрации, являющегося экватором Местной сверхсистемы, Вокулер пришел к выводу, что центр Местной сверхсистемы находится в скоплении галактик в Деве, а само это скопление может рассматриваться как ядро Местной сверхсистемы. Местная сверхсистема сильно сжата (индекс сжатия равен 8), что указывает на явление вращения. Диаметр ее можно оценить в 20—30 Мгпс (в шкале Сандеджа), причем расстояние Галактики от ее внешней границы равно 2—4 Мгпс.

Таким образом, если употреблять несколько отличную от вокулеровской терминологию, то полученные им результаты означают, что скопление галактик в Деве сжатое и более обширное, чем предполагали. Наша Галактика лежит в плоскости экватора этого скопления и находится на его периферии. Местная группа галактик является одной из периферийных конденсаций скопления в Деве.

Если учесть, что скопление галактик в Деве во много раз ближе к нам, чем любое другое большое скопление, то выводы Вокулера представляются правдоподобными.

По данным Б. А. Воронцова-Вельяминова, концентрация галактик к экватору Местной сверхсистемы простирается по меньшей мере и на галактики до 18<sup>m</sup>.

Плотную группу галактик, локализованную в небольшом участке южного неба, Вокулер рассматривает как соседнюю сверхсистему галактик.

Концентрация оптически наблюдаемых галактик около плоскости Местной сверхсистемы подтверждена Краусом и Го (1953), Брауном и Гацардом (1953) и Краусом (1954), которые показали, что к той же плоскости концентрируется и радиоизлучение.

Это — очень важное подтверждение, так как радиоизлучение не может экранироваться темной материей нашей Галактики. Концентрация радиоизлучения оказалась даже больше той, которую следовало ожидать, судя по оптической концентрации. По мнению И. С. Шкловского (1954), это можно объяснить тем, что значительная часть радиоизлучения вызывается диффузной материей, сконцентрированной в плоскости Местной сверхсистемы.

Шейкшафт и Болдвин, исследовав интенсивность радиоизлучения на волне 1,9 м вдоль круга концентрации, пришли к выводу об отсутствии связи между числом ярких галактик и интенсивностью радиоизлучения. Это можно объяснить тем, что почти все радиоизлучение вызвано диффузной материей в плоскости Местной сверхсистемы и роль отдельных галактик в этом радиоизлучении незначительна. Сами авторы исследования допускают предположение, что наблюдаемое радиоизлучение имеет внутригалактическое происхождение.

Добавим, что обзор интенсивности радиоизлучения на волне 3 м (100 Мгц), выполненный Болтоном и Вестфолдом (1950), не показал усиления интенсивности, в том месте южного галактического полушария, где Вокулер указал на возможность соседней сверхсистемы.

Более широкие возможности статистического изучения скоплений галактик открываются в настоящее время в связи с работами по составлению каталогов скоплений.

Эйбелл составил (1958) каталог 1712 богатых скоплений галактик, найденных по Паломарскому атласу неба. Из этого числа скоплений выделен относительно однородный статистический коллектив 1682 скоплений, удовлетворяющих следующим критериям:

1. Скопление должно содержать не менее 50 членов, уступающих по яркости третьему ярчайшему члену не более, чем на  $2^m$ .

2. Пятьдесят ярчайших членов скопления должны находиться внутри круга радиусом  $\frac{4,6 \cdot 10^5}{c \frac{d\lambda}{\lambda}}$  мм на пластинках 48-дюймового шмидтовского теле-

скопа (с выражается в километрах в секунду).

3. Красное смещение скопления должно быть заключено в пределах от 6000 до 60 000 км/сек.

4. Скопление должно быть на достаточно высокой галактической широте, чтобы эффект галактического поглощения не отразился на выборе.

Распределение  $N(n)$  числа скоплений по числу содержащихся в них членов показывает быстрое уменьшение с увеличением  $n$  (напомним, что  $n > 50$ ). Характер этого распределения привел Эйбелла к выводу, что среднее число галактик в скоплениях галактик явно меньше 50. Этот результат хорошо согласуется с результатами теории флуктуаций в распределении галактик, учитывающей клочковатую структуру темной материи (см. § 188).

Герцог, Уайльд и Цвикки составляют при помощи снимков, полученных на 48-дюймовом телескопе Шмидта, каталог богатых скоплений галактик для неба севернее  $\delta = -30^\circ$ . Эта область неба содержит 30940 град<sup>2</sup>, из которых около 10 000 закрыты темной материей. В оставшихся 21 000 град<sup>2</sup> содержится около 10 000 богатых скоплений галактик. Богатыми скоплениями считаются такие, которые содержат не менее 50 галактик с видимой величиной в промежутке  $[m_{\max}, m_{\max} + 3]$ , где  $m_{\max}$  — видимая величина ярчайшей галактики. К скоплениям причислялись только такие сгущения, в которых поверхностная плотность числа галактик более чем в 10 раз превосходит поверхностную плотность числа галактик поля.

В этом каталоге принята следующая классификация скоплений галактик: 1) компактными скоплениями называются такие, у которых имеется одна ясно выраженная точка концентрация галактик; близ этой точки поверх-

ностная плотность числа галактик такова, что они фактически (оптически) соприкасаются между собой. Большая часть компактных скоплений имеют сферическую симметрию. 2) Полукомпактными скоплениями называются такие, у которых в точке наибольшей концентрации галактики все-таки разделены расстояниями, в несколько раз превышающими их размеры, или имеется больше одной точки концентрации галактик. 3) Открытыми скоплениями называются такие, в которых нет ясно выраженных точек концентрации галактик.

Согласно этой классификации скопление в Волосах Вероники — компактное, в Деве — полукомпактное, а в Большой Медведице — открытое.

Цвикки (1955) произвел подсчет числа галактик в выделяемых скоплениях галактик на photographиях, полученных при помощи 48-дюймового телескопа Шмидта в области неба, охватывающей 40 кв. градусов. Скоплений здесь оказалось 921, галактик в них 11 8 191, что дает среднее число галактик в скоплении 128. Необходимо, однако, учесть, что получаемое таким образом среднее число галактик в скоплении сильно завышено, так как маленькие скопления галактик вследствие проектирования скоплений друг на друга пропадают, а крупные выделяются хорошо. Представляют интерес данные о числе выделенных скоплений на каждой из фотографических пластинок. Эти данные следующие: 41, 53, 54, 34, 64, 36, 45, 35, 30, 15, 22, 9, 17, 56, 11, 24, 20, 8, 34, 24, 36, 54, 41, 64, 55, 39. Наблюдаемые флуктуации в числе скоплений на пластинку намного превосходят естественные флуктуации при равномерном распределении. Они вызваны либо флуктуациями поглощения света в Галактике, либо тенденцией скоплений галактик образовывать облака скоплений. По-видимому, существенна роль обеих причин. Во всяком случае, данные Цвикки показывают, что гипотеза о равномерном распределении скоплений галактик и отсутствии флуктуаций в поглощении света не соответствует реальности.

§ 191. Определение масс галактик в скоплениях. Отношение масса — светимость в звездных системах. Скопления галактик позволяют произвести еще одну оценку масс галактик. Для этого необходимо иметь следующие данные:

1. Среднюю квадратичную остаточную скорость галактик в скоплении. Эта величина может быть получена из измерений лучевых скоростей  $v_{r,i}$  галактик по формуле

$$\overline{v^2} = \overline{3v_r^2} = \frac{3}{k} \sum_{i=1}^k (v_{r,i} - v_{r,0})^2. \quad (69)$$

где  $k$  — число галактик с измеренными лучевыми скоростями, а  $v_{r,0}$  — средняя арифметическая лучевая скорость галактик, т. е. лучевая скорость скопления.

2. Расстояние до скопления.

3. Общее число членов скопления  $N$ .

Кроме того, необходимо предположить, что скопление находится в состоянии, стационарном в поле регулярных сил. Если скопление стационарно в регулярном поле, то согласно теореме вириала (см. § 162)

$$\frac{1}{2} N m \overline{v^2} = -\frac{1}{2} V, \quad (70)$$

где  $m$  — средняя масса одной галактики скопления,  $V$  — потенциальная энергия скопления.

Удобный способ использования формулы (70) предложил М. Шварцшильд (1954). Рассмотрим правильное, т. е. имеющее сферическую симметрию скопление галактик. Обозначим через  $S(x)dx$  наблюдаемое число галактик



в полоске с толщиной  $dx$  на расстоянии  $x$  от центра скопления,  $D(q)$  — истинное число галактик в единице объема на расстоянии  $q$  от центра скопления. Тогда (см. § 173)

$$S(x) = 2\pi \int_x^R D(q) q dq. \quad (71)$$

Отсюда следует:

$$S^2(x) = 4\pi^2 \int_x^R D(q) q dq \int_x^R D(q) q dq = 8\pi^2 \int_x^R D(q) q dq \int_x^q D(\xi) \xi d\xi, \quad (72)$$

и

$$\begin{aligned} \int_0^R S^2(x) dx &= 8\pi^2 \int_0^R dx \int_x^R D(q) q dq \int_x^q D(\xi) \xi d\xi = \\ &= 8\pi^2 \int_0^R D(q) q dq \int_0^q dx \int_x^q D(\xi) \xi d\xi = 8\pi^2 \int_0^R D(q) q dq \int_0^q D(\xi) \xi d\xi \int_0^q dx = \\ &= 8\pi^2 \int_0^R D(q) q dq \int_0^q D(\xi) \xi^2 d\xi. \end{aligned} \quad (73)$$

С другой стороны,

$$V = - \int_0^R \frac{G \cdot M(q)}{q} 4\pi q^2 m D(q) dq = - 4\pi G \int_0^R m q D(q) dq \int_0^q 4\pi m D(\xi) \xi^2 d\xi. \quad (74)$$

Сравнивая формулы (73) и (74), находим:

$$V = - 2Gm^2 \int_0^R S^2(x) dx. \quad (75)$$

Кроме того,

$$N = 2 \int_0^R S(x) dx. \quad (76)$$

Подставляя (75) и (76) в (70), получаем:

$$m = \frac{\int_0^R S(x) dx}{G \int_0^R S^2(x) dx}. \quad (77)$$

Если теперь ширину полоски измерять не в линейных, а в угловых величинах  $\beta$ , то

$$x = r \cdot \beta,$$

$$S(x) dx = s(\beta) d\beta,$$

$$\int_0^R S(x) dx = \int_0^\alpha s(\beta) d\beta,$$

$$\int_0^R S^2(x) dx = \frac{1}{r} \int_0^\alpha s^2(\beta) d\beta,$$

где  $\alpha$  — угловой радиус скопления в радианах, а  $r$  — расстояние до скопления.

Тогда формула (77) примет вид

$$m = \frac{\sqrt{v^2 r} \int_0^\alpha s(\beta) d\beta}{G \int_0^\alpha s^2(\beta) d\beta} \quad (78)$$

Это и есть рабочая формула для вычисления средней массы одной галактики в скоплении.

Согласно данным Хольмберга в скоплении Волос Вероники средняя квадратическая остаточная скорость (определенная по 22 членам скопления) равна 1430 км/сек. Для вычисления интегралов, стоящих в правой части (78), Шварцшильд использовал подсчеты галактик в скоплении Волос Вероники, выполненные Цвикки. Тогда, если положить расстояние до скопления равным 85 Мгпс, получается:

$$m = 2,6 \cdot 10^{45} \text{ г} = 1,3 \cdot 10^{12} M_\odot \quad (79)$$

Для характеристики состава звездного населения галактики большое значение имеет величина  $f$  — отношение массы галактики к ее светимости. Обычно ее выражают в единицах того же отношения, получаемого для Солнца. Данные о значении  $f$  для различных объектов собраны Шварцшильдом (1954) (табл. 18).

Т а б л и ц а 18

| Объект                               | Расстояние в килопарсеках | Тип       | Светимость в единицах Солнца | Масса в единицах Солнца | $f$ |
|--------------------------------------|---------------------------|-----------|------------------------------|-------------------------|-----|
| Окрестности Солнца                   |                           | Sb или Sc |                              |                         | 4   |
| NGC 598                              | 480                       | Sc        | $1,4 \cdot 10^9$             | $5 \cdot 10^9$          | 4   |
| БМО                                  | 44                        | I I       | $1,2 \cdot 10^9$             | $2 \cdot 10^9$          | 2   |
| NGC 224                              | 460                       | Sb        | $9 \cdot 10^9$               | $1,4 \cdot 10^{11}$     | 16  |
| NGC 3115                             | 2100                      | E         | $9 \cdot 10^8$               | $9 \cdot 10^{10}$       | 100 |
| NGC 221                              | 460                       | E         | $1,1 \cdot 10^8$             | $2,5 \cdot 10^{10}$     | 200 |
| Средняя S и I в двойных галактиках   |                           | S, I      | $2,4 \cdot 10^{10}$          | $3 \cdot 10^{10}$       | 1,3 |
| Средняя E и S0 в двойных галактиках  |                           | E, S0     | $10^{10}$                    | $4,0 \cdot 10^{11}$     | 41  |
| Средняя галактика в Волосах Вероники | 85000                     | E, S0     | $5,5 \cdot 10^9$             | $1,3 \cdot 10^{12}$     | 240 |

Таблица 18 показывает, что чем более поздним является тип галактики, тем больше  $f$ , т. е. тем больше массы приходится на единицу светимости материи. Это естественно, так как в более поздних типах галактик преобладает звездное население II типа, для которого характерны большие значения  $f$ .

§ 192. Радиоизлучение галактик. Изучение распределения по небу дискретных источников радиоизлучения показало, что они делятся на две группы. Одна из них находится в узкой полосе около галактического экватора и в этой полосе показывает сильную концентрацию к галактическому экватору. Вторая группа состоит из источников, располагающихся вне этой полосы и распределенных случайно, без признаков концентрации к галактическому экватору.

Радиоисточники первой группы, как и следовало ожидать, являются внутригалактическими объектами, и некоторые из них уже отождествлены с газовыми туманностями и остатками вспышек сверхновых и новых звезд.

Радиоисточники второй группы могут быть либо очень близкими звездами (очень близкие звезды не обнаруживают галактической концентрации), либо внегалактическими объектами. Еще не удалось произвести ни одного отождествления источника радиоизлучения со звездами. Если предположить, что это оптически очень слабые, ненаблюдаемые близкие звезды, то потребуются ревизия всех представлений о звездной плотности в окрестности Солнца, противоречащая данным, получаемым из динамических соображений. Поэтому следовало предположить, что радиоисточники второй группы являются внегалактическими объектами. Это заключение было подтверждено в 1949 г. отождествлением Болтоном, Стенли и Сли двух дискретных источников с галактиками NGC 5128 и NGC 4486. После этого выполнено несколько десятков подобных отождествлений и теперь можно утверждать, что дискретные радиоисточники, не обнаруживающие галактической концентрации, являются галактиками или скоплениями галактик.

Для того чтобы можно было сравнивать радио- и оптическую мощность дискретных источников излучения, удобно ввести понятие радиовеличины источника излучения. В системе Брауна и Гацарда она определяется выражением

$$m_r = -53,4 - 2,5 \lg S (158), \quad (80)$$

где  $S (158)$  — плотность потока излучения в частоте 158  $M\mu$ . Ее размерность  $\frac{вт}{м^2} \left( \frac{ц}{сек} \right)^{-1}$ . Тогда отношение радиointенсивности источника излучения к его оптической интенсивности, которое мы будем называть относительной радиосветимостью, определится разностью

$$m_r - m_p, \quad (81)$$

где  $m_p$  — видимая фотографическая величина объекта. Чем меньше разность (81), тем больше относительная радиосветимость источника излучения. Величина  $m_r - m_p$ , хотя и слабо, но зависит от расстояния до галактики. Так как интенсивность в радиоспектре медленнее падает с уменьшением длины волны, чем в оптическом радиоспектре, то красное смещение спектров далеких галактик должно уменьшать  $m_r - m_p$ , т. е. увеличивать относительную радиосветимость.

По своей относительной радиосветимости галактики делятся на две резко разграниченные группы. У огромного большинства галактик, в том числе у всех близких галактик, относительная радиосветимость мала. Величина  $m_r - m_p$  у них больше, чем  $-2^m$ . Такие галактики называются нормальными галактиками. Относительная радиосветимость особенно мала у галактик E, S0 и I II. Ни у одной даже из самых ярких галактик этих типов не удалось уловить радиоизлучения. Так как предельная доступная величина  $m_r$  для современных радиотелескопов составляет около  $+10^m$ , а ярчайшие E-, S0- и I II-галактики имеют видимые величины  $+8^m,9$ ;  $+9^m,1$ ;  $+9^m,3$ ;  $+9^m,5$  то после учета поглощения света  $m_r - m_p$  для этих галактик должно быть больше  $+2^m$  и даже  $+3^m$ .

Минковский (1958) получил по данным Брауна и Гацара, а также Милса, диаграмму распределения  $m_r - m_p$  у ярких галактик различных типов, приведенную на рис. 218. Направленная вверх стрелка показывает, что у данной галактики радиоизлучение неощутимо и  $m_r - m_p$  больше значения этой величины у основания стрелки.

Из диаграммы следует, что галактики I II являются слабыми источниками радиоизлучения и дисперсия в  $m_r - m_p$  у них очень мала. Мала диспер-

сия  $m_r - m_p$  и у галактик Sc, но относительная радиосветимость у них несколько больше. В Sb галактиках рассеяние  $m_r - m_p$  весьма значительно — от  $-2^m$  до  $+2^m$ . Этот факт, по-видимому связан с отмечавшимся в § 179 сильным рассеянием спектров галактик Sb.

Отсутствие заметного радиоизлучения у галактик E, S0 и I II, а также тот факт, что и у шаровых скоплений Галактики не удалось зафиксировать радиоизлучения, показывает, что звездное население II типа не является радиоизлучателем.

У спиралей  $m_r - m_p$  в среднем тем меньше, чем меньше угол наклона  $i$ . Это объясняется усилением оптического экранирования галактики темной материей при возрастании  $i$ , тогда как для радиоизлучения темная материя прозрачна. Поправки в  $m_r - m_p$  за угол наклона оказались значительными (до  $+2^m$ ). Однако исправление за  $i$  мало уменьшило дисперсию величин  $m_r - m_p$  у галактик Sb. Они оказались заключенными в промежутке от  $-0^m,3$  до  $+3^m,6$ .

Как считает Минковский, радиоизлучение связано с наличием спиральных ветвей. У II радиоизлучение слабое, возможно именно потому, что у этих галактик элементы спиральной структуры очень мало развиты. Можно предполагать, что и радиоизлучение и спиральная структура требуют наличия, во-первых, диффузной материи и, во-вторых, достаточно сильного магнитного поля. БМО богато диффузной материей. Естественно допустить, что магнитное поле в нем очень слабое и это обусловило как слабость радиоизлучения, так и очень малую степень развития спиральных ветвей.

Весьма большой интерес представляет вторая группа галактик, характерная резко повышенной относительной радиосветимостью. Эти галактики, называемые радиогалактиками, составляют ничтожную долю всех галактик, но очень сильное радиоизлучение позволило выделить их из огромного количества нормальных галактик.

У радиогалактик  $m_r - m_p$  достигает большой отрицательной величины.

Приводим таблицу отождествлений радиогалактик, составленную Минковским (табл. 19).

Таблица 19

| № п/п | Объект     | $m_r - m_p$ | Видимая характеристика | Спектр |
|-------|------------|-------------|------------------------|--------|
| 1     | NGC 1275   | -6          | d, p                   | pe     |
| 2     | NGC 1316   | -3          | p?                     | n      |
| 3     | NGC 4038-9 | -1          | d, p                   | pe     |
| 4     | NGC 4486   | -5          | p                      | pe     |
| 5     | NGC 5128   | -3          | d, p                   | pe     |
| 6     | Лебедь А   | -14         | d, p                   | pe     |
| 7     | Гидра А    | -12         | d                      | pe?    |
| 8     | Геркулес А | -12         | d, p                   | pe?    |
| 9     | NGC 2623   | -5          | p                      | n      |
| 10    | NGC 4782-3 | -3          | d                      | n      |
| 11    | NGC 6166   | -7          | d                      | pe     |

В столбце «Видимая характеристика» буква d означает двойную галактику, p — пекулярный внешний вид, например, наличие выбросов, хвостов.

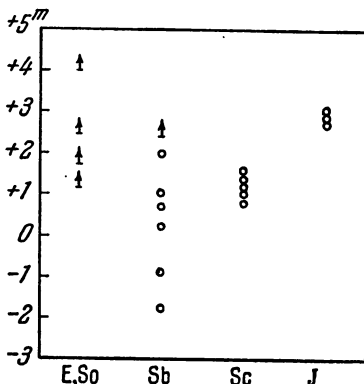


Рис. 218.

В столбце «Спектр»  $p$  означает пекулярность спектра,  $n$  — нормальный спектр,  $ne$  — нормальный спектр с эмиссией.

Первые шесть галактик в списке отождествлены с дискретными источниками радиоизлучения уверенно, седьмая и восьмая менее уверенно, а последние три еще менее уверенно. Трудности отождествления вызваны тем, что многие радиогалактики оптически очень слабы, а положение дискретного источника радиоизлучения определяется недостаточно точно. Поэтому в площадке, в которой уверенно локализуется радиоисточник (ее величина имеет порядок 100 кв. минут), может быть несколько галактик примерно одинакового блеска. В таком случае дополнительными аргументами в пользу отождествления является пекулярность внешнего вида и пекулярность спектра галактики.

Из отождествленных радиогалактик наиболее интересна Лебедь А — галактика 18-й видимой величины (после исправления за поглощение света  $+16^m$ ). Здесь отождествление было достигнуто благодаря ярко выраженной особенности объекта. Это — чрезвычайно тесная двойная галактика с очень пекулярным спектром. Хотя оптически Лебедь А очень слабый объект (ввиду его слабости он, конечно, не попал в каталог NGC и называется Лебедь А, как самый сильный дискретный источник радиоизлучения в созвездии Лебедь), в радиоволнах он мощнейший источник излучения,  $m_r = +2^m$ , так что у него огромная относительная радиосветимость  $m_r - m_p = -14^m$ . Возможно, что многие слабые радиоисточники не отождествлены с оптически наблюдаемыми галактиками именно потому, что это объекты типа Лебедь А. Если у такого источника  $m_r = 8^m$ , то  $m_p = 22^m$  и отождествление практически невозможно как ввиду большого числа галактик  $22^m$  на площадке локализации источника, так и ввиду невозможности выявить оптические пекулярности у столь слабых объектов. Объекты же типа Лебедь А предельной радиовеличины  $m_r = +10^m$  имеют  $m_p = +24^m$  и вовсе недоступны наблюдению как оптические объекты. Таким образом, если предположить существование среди источников радиоизлучения с  $m_r = +10$  объектов типа Лебедь А, то можно утверждать, что уже в настоящее время область вселенной, охватываемая исследованиями в радиоволновом диапазоне, в несколько раз больше области вселенной, доступной исследованию в оптических волнах.

В то время как возможности исследования радиоизлучения нормальных галактик лимитируются слабым радиоизлучением этих галактик, возможности исследования радиогалактик ограничиваются их оптической слабостью.

Бааде и Минковский (1954) интерпретируют Лебедь А как сталкивающиеся галактики — поздние спирали. Если предположить, что происходит столкновение, то должны сталкиваться диффузные массы галактик и следует ожидать особенностей оптического спектра. Действительно, спектры, полученные на 5-метровом и 2,5-метровом телескопах, показывают, что двойная галактика Лебедь А является особым объектом. У нее наблюдаются яркие запрещенные линии. Более 50% излучения принадлежит эмиссионным линиям. По красному смещению расстояние можно оценить в 200 *Мпс*. Полная энергия, излучаемая в радиоволнах, может быть оценена в  $3 \cdot 10^{44}$  эрг/сек, тогда как оптически излучаемая энергия составляет около  $2 \cdot 10^{44}$  эрг/сек.

Мощное радиоизлучение образовалось при встрече диффузных масс сталкинувшихся галактик. Развивая эту точку зрения, И. С. Шкловский (1954) предполагает, что при встрече диффузных масс значительная доля их кинетической энергии столкновения переходит в энергию относительно небольшого числа так называемых релятивистских частиц, т. е. частиц, движущихся с огромными скоростями. Релятивистские частицы, двигаясь в магнитных полях, которые замедляют их движение, создают радиоизлучение. Согласно Бааде и Минковскому радиогалактика NGC 5128 есть результат столкновения спиральной галактики с эллиптической.

Радиогалактика NGC 4486 — заведомо одиночный объект, так что столкновения галактик здесь предполагать нельзя. Но у этой галактики имеется особенность — яркий «выброс» длиной в  $20''$  и шириной в  $2''$  в области ядра. Спектр этого выброса непрерывный, без линий поглощения и излучения, что может быть объяснено, если излучение вызывается релятивистскими электронами, движущимися в магнитных полях. И. С. Шкловский считает, что в NGC 4486 яркий выброс и сильное радиоизлучение образовались в результате столкновения внутри этой галактики массивных агрегатов, содержащих межзвездный газ. Эти агрегаты (типа шаровых скоплений, но предположительно, в отличие от последних, содержащие газ) в большом количестве наблюдаются в NGC 4486.

Противоположную точку зрения на природу радиогалактик развивает В. А. Амбарцумян (1956). Он указывает, что, в то время как общая площадь радиоизлучающей области объекта Лебедь А порядка  $2' \times 1'$ , расстояние между двумя оптически наблюдаемыми ядрами галактик равно примерно двум секундам дуг. В таком случае, следуя гипотезе Бааде и Минковского, нужно предположить, что столкновение галактик является почти точно центральным. Но нецентральные столкновения должны происходить гораздо чаще и вызывать явления того же характера, лишь немного менее интенсивные. Поэтому если Лебедь А — сталкивающиеся галактики, то наряду с этим объектом должно было бы наблюдаться большое число аналогичных объектов несколько меньшей относительной радиосветимости, в том числе и более близкие к нам, имеющие абсолютно более сильное радиоизлучение. Но таких галактик не наблюдается. NGC 5128 также, если допустить гипотезу столкновения, являет пример строго центрального столкновения, что в рамках гипотезы столкновения кажется еще более удивительным. В. А. Амбарцумян считает, что радиогалактики являются результатом разделения первоначального тела на два тела — две удаляющиеся друг от друга галактики. Стадия деления сопровождается процессами, которые характерны интенсивным радиоизлучением. В гипотезе деления естественно объясняется тесное расположение компонентов двойных радиогалактик. В этой гипотезе остается нераскрытым механизм образования радиоизлучения. Но нужно иметь в виду, что мы не знаем аналогов такого грандиозного процесса, как возможный процесс разделения галактик, и потому неудивительно, что сам механизм деления и сопровождающих его процессов пока остается неясным. «Выброс» в NGC 4486 В. А. Амбарцумян также считает результатом процесса деления ядра этой галактики. Дополнительным аргументом в пользу своей гипотезы В. А. Амбарцумян считает то обстоятельство, что все радиогалактики являются сверхгигантами в отношении оптической светимости. Предположение, что разделение преимущественно происходит у сверхгигантских объектов, кажется естественным. В рамках же гипотезы столкновения нужно предположить, что оптическая светимость галактик возрастает при столкновении, например, вследствие взаимодействия звезд с диффузной материей.

Точка зрения В. А. Амбарцумяна на радиогалактики тесно связана с его взглядами на природу кратных галактик, изложенными в § 189.

Заканчивая рассмотрение вопроса о радиогалактиках, укажем, что радиогалактики, которые принято считать надежно отождествленными, действительно являются оптически пекулярными объектами. Однако имеются совершенно аналогичные оптически пекулярные объекты без признаков сильного радиоизлучения. Примеры таких объектов приводятся Б. А. Воронцовым-Вельяминовым и Вокулером. Это обстоятельство вносит известное сомнение в возможность интерпретировать радиогалактики как сталкивающиеся галактики. Оно плохо согласуется и с точкой зрения на радиогалактики как на разделяющиеся системы.

В 1953 г. Браун и Гацард предприняли попытку обнаружить радиоизлучение скоплений галактик, находящихся на таких расстояниях, на которых радиоизлучение отдельных нормальных галактик заведомо неуловимо. Было зафиксировано радиоизлучение скоплений в Персее и Большой Медведице, причем в обоих случаях оно оказалось сильнее, чем должно было быть, если бы излучение скопления равнялось сумме излучений входящих в него членов, рассматриваемых как нормальные галактики. Авторы пришли к выводу, что эти скопления наряду с нормальными галактиками содержат радиогалактики. Имеются основания считать, что NGC 1275, находящаяся в скоплении в Персее, является радиогалактикой.

Большой интерес представляет излучение распределения источников радиоизлучения по радиовеличинам. Для этого в формуле

$$m_r = k - 2,5 \lg H, \quad (82)$$

где  $H$  — поток радиоизлучения в  $\frac{\text{вт}}{\text{м}^2} \left( \frac{\text{ц}}{\text{сек}} \right)^{-1}$ , произвольная постоянная  $k$  была выбрана так, чтобы число объектов до данной радиовеличины было сравнимо с числом оптических объектов (звезд) до той же видимой величины. Очевидно, что в этой системе радиовеличин параметры отличны от тех, которые приняты в системе (80).

Краус (1955) приводит следующую таблицу (табл. 20) числа источников радиоизлучения до данной радиовеличины, составленную по данным нескольких авторов. Для сравнения в последнем столбце дается число  $N(m)$  оптических объектов (звезд) до видимой величины  $m$ .

Таблица 20

| Величина | $N(m_r)$                  |                                   |                  |                                     | $N(m_p)$<br>Дункан<br>(1926) |
|----------|---------------------------|-----------------------------------|------------------|-------------------------------------|------------------------------|
|          | Краус, Го и<br>Мэт (1954) | Болтон,<br>Стенли и<br>Сли (1954) | Миллис<br>(1952) | Райл,<br>Смит и<br>Элсмар<br>(1950) |                              |
| 1        | 7                         | 5                                 | 6                | 6                                   | 11                           |
| 2        | 8                         | 8                                 | 16               | 8                                   | 40                           |
| 3        | 35                        | 15                                | 56               | 32                                  | 135                          |
| 4        | 163                       | 81                                | —                | —                                   | 450                          |
| 5        | $1000 \pm 250$            | —                                 | —                | —                                   | 1500                         |
| 6        | —                         | —                                 | —                | —                                   | 4800                         |
| Остаток  | 44                        | 23                                | 21               | 18                                  | —                            |

Сравнение показывает, что сначала  $N(m)$  для радиоисточников растет медленнее, чем для оптических объектов, но затем рост его соответствует равномерному распределению их в пространстве, при котором  $\frac{N(m+1)}{N(m)} = 3,98$ . Таким образом, можно полагать, что источники радиоизлучения распределены в пространстве относительно равномерно и их обнаружение не зависит от поглощения. Медленное возрастание  $N(m)$  на участке  $m \leq 2$ , свидетельствует, по-видимому, в пользу того, что среди ярких радиоисточников преобладают галактические объекты, а среди слабых — внегалактические объекты.

Подсчеты радиоисточников Крауса, Го и Мэта выполнены на площади, охватывающей приблизительно  $\frac{2}{3}$  всего неба. Поэтому число радиоисточников до пятой радиовеличины на всем небе можно оценить в 1500.

§ 193. Метагалактика. Строение вселенной. Подобно звездам, группирующимся в звездные скопления и звездные облака, галактики объединяются в скопления галактик и облака галактик. Однако для звезд существуют объединения более высокого порядка — звездные системы или галактики,

которые отличаются от звездных скоплений и облаков большей автономностью, замкнутостью, независимостью от внешних объектов (впрочем, это свойство присуще и шаровым скоплениям, рассматриваемым некоторыми исследователями как маленькие галактики). Поэтому именно галактики, а не звездные скопления и звездные облака считают следующей после звезд более высокой формацией во вселенной. Существование звездных систем вызвало представление о гигантской системе галактик, обладающей большей автономией, чем наблюдаемые скопления и облака галактик, объединяющей все наблюдаемые галактики и являющейся объединением галактик примерно того же характера, каким для звезд являются галактики. Эта гипотетическая система галактик получила название Метагалактики. При этом предполагается, что вся обозреваемая часть вселенной является внутренней областью Метагалактики. Правильнее было бы утверждать, что пока еще не существует методов для распознавания внеметагалактических объектов, если таковые и наблюдаются.

Гипотетичным в понятии Метагалактики является не существование гигантской системы галактик, включающей нашу Галактику (примером этого может служить сверхсистема, открытая Вокулером), а автономность этой системы, позволяющая рассматривать ее как новую ступень в строении вселенной.

Предприняты некоторые попытки изучить свойства Метагалактики. Одним из таких свойств является расширение Метагалактики, проявляющееся в красном смещении спектров галактик. Рубин (1951) по лучевым скоростям 70 галактик и К. Ф. Огородников (1952) по лучевым скоростям 105 галактик предприняли попытку определить параметры (координаты полюса) вращения Метагалактики. Полученные результаты не согласуются между собой, что свидетельствует либо о недостаточности материала, либо о том, что используемые галактики не являются членами единой вращающейся системы.

На основании данных о строении обозреваемой части вселенной можно выдвинуть два предположения о характере структуры бесконечной вселенной: а) вселенная состоит из скоплений галактик различных масштабов, распределенных приблизительно равномерно с естественными флуктуациями; б) вселенная строится иерархически; в ней каждая (относительно автономная) система  $n$ -го порядка складывается из множества систем  $n-1$  порядка, причем  $n$  неограничено.

Предположение а) вызвало еще в XIX в. возражения, получившие названия парадоксов Ольберса и Зеелигера.

Парадокс Ольберса, или фотометрический парадокс, состоит в том, что если мы предположим какие-нибудь объекты равномерно распределенными в бесконечной вселенной (при произвольной плотности распределения), то поверхностная яркость неба будет не меньше поверхностной яркости этих объектов. В самом деле, если обозначить  $q$  — плотность числа рассматриваемых объектов в пространстве и  $s$  — площадь поперечного сечения этих объектов, то сумма телесных углов, занимаемых всеми рассматриваемыми объектами, дает расходящийся интеграл

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{r^2} q \cdot 4\pi r^2 dr = 4\pi s q \int_0^{\infty} dr = \infty. \quad (83)$$

Это показывает, что рассматриваемые объекты будут перекрывать друг друга (бесконечное число раз), и потому создаваемая ими поверхностная яркость неба будет равна поверхностной яркости самих объектов.

Если теперь допустить, что какие-нибудь равномерно распределенные объекты содержат звезды, то, беря в каждом таком объекте одну звезду, мы



получим и эти звезды равномерно распределенными в бесконечном пространстве, и тогда поверхностная яркость неба должна не уступать поверхностной яркости звезд, что противоречит действительности.

Парадокс Зеелигера, или гравитационный парадокс, имеет тот же смысл, но относится к гравитационным силам, прилагаемым рассматриваемыми объектами к некоторой материальной точке. Вектор общей силы дается бесконечной суммой

$$\frac{Gm_1}{R_1^2} k_1 + \frac{Gm_2}{R_2^2} k_2 + \dots + \frac{Gm_i}{R_i^2} k_i + \dots, \quad (84)$$

где  $k_i$  —  $i$ -й единичный вектор.

Вопрос состоит в том, расходится ли ряд (84) или нет. Если он расходится в собственном смысле, то прилагаемая сила бесконечна и мы должны были бы наблюдать бесконечные ускорения, чего в действительности не наблюдается.

Устранению фотометрического и гравитационного парадоксов посвящена большая литература. В настоящее время оба парадокса находят простое объяснение.

Гравитационный парадокс объясняется тем, что в выражении (84) суммирование является геометрическим и при его выполнении мы не приходим к выражению типа (83), получаемого при арифметическом суммировании. Если какие-нибудь тела равномерно, с естественными флуктуациями, распределены в бесконечном пространстве, то прилагаемая ими суммарная сила является случайной величиной, зависящей от того, какие осуществились естественные флуктуации. Функция распределения этой силы получена Хольцмарком \*) (Хольцмарк решал задачу для электрических полей, которые в рассматриваемой задаче полностью эквивалентны гравитационным полям):

$$\Phi(F) = \frac{2}{\pi F} \int_0^{\infty} e^{-\frac{ax^{3/2}}{F^{3/2}}} x \sin x \, dx, \quad (85)$$

где  $a = \frac{4}{15} (2\pi GM)^{3/2} \cdot \rho$ ,  $m$  — масса одного объекта,  $\rho$  — среднее число объектов в единице объема.

Можно показать, что при  $F \rightarrow \infty$  выражение (85) ведет себя как функция

$$\Phi(F) = \frac{15}{8} \sqrt{\frac{2}{\pi}} a F^{-\frac{5}{2}}. \quad (86)$$

Таким образом, вероятность больших сил быстро стремится к нулю с возрастанием рассматриваемых сил. Этим полностью объясняется гравитационный парадокс.

Для объяснения фотометрического парадокса необходимо привлечь космогонические соображения. Если иметь в виду, что плотность материи всюду во вселенной ограничена, то какие бы процессы ни вызывали излучения, длительность этого излучения ограничена.

Поэтому, предполагая, что в доходящем до Земли излучении участвуют все элементы объема бесконечного пространства, мы фактически для каждого объема пространства считаем, что если его расстояние равно  $T$  световых лет, то  $T$  лет назад этот объем находился в состоянии, сопровождающемся излучением. Очевидно, что такое предположение при условии бесконечности пространства не может считаться допустимым.

Гипотеза (б) об иерархическом строении вселенной была развита Шарлье (1908) для устранения фотометрического и гравитационного парадоксов.

\*) Holtsmark G. J., Ann. d. Physik 58, 577, 1919.

Как мы видели выше, эти парадоксы могут быть объяснены и в рамках вселенной, равномерно заполненной объектами какого-нибудь порядка.

Значение гипотезы об иерархическом строении вселенной состоит не в устранении фотометрического и гравитационного парадоксов, а в том, что эта гипотеза опирается на опыт науки, свидетельствующей о повсеместном выполнении закона, согласно которому любые исследуемые объекты в совокупности образуют объект более высокого порядка, наделенный новыми качественными особенностями, обычно включающий, кроме рассмотренных объектов, объекты другого типа.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XXII

1. Агекян Т. А., Теория флуктуаций числа наблюдаемых галактик, *Астрон. журн.* 34, 371, 1957.
2. Амбарцумян В. А., Флуктуации в числе внегалактических туманностей и галактическое поглощение, *Бюлл. Абастуманск. астрофиз. обсерв.*, № 4, 1940.
3. Амбарцумян В. А., К вопросу о природе источников радиоизлучения, *Тр. 5-го совещания по вопросам космогонии*, 413, 1956.
4. Амбарцумян В. А., О кратных галактиках, *Изв. АН Арм. ССР* 9, 23, 1956.
5. Амбарцумян В. А., Об эволюции галактик, *Изв. АН Арм. ССР* 11, № 5, 9, 1958.
6. Бааде В., Разрешение Мессье 32, NGC 205 и центральной области туманности Андромеды, *Астрон. журн.* 22, 165, 1945 (перевод); NGC 147 и NGC 185 — два новых члена Местной системы галактик, *Астрон. журн.* 22, 175, 1945 (перевод).
7. В а ш а к и д з е М. А., Изучение галактического поглощения света по избыткам цвета внегалактических туманностей, долгопериодических цефеид и другими методами, *Бюлл. Абастуманск. астрофиз. обсерв.*, № 13, 1953.
8. Воронцов-Вельяминов Б. А., Радиогалактики и галактики с широкими эмиссиями в спектре, *Астрон. журн.* 35, 208, 1958.
9. Воронцов-Вельяминов Б. А., Взаимодействие галактик и природа их ветвей, перемычек и хвостов, *Астрон. журн.* 35, 858, 1958.
10. Воронцов-Вельяминов Б. А., Атлас и каталог взаимодействующих галактик, ч. I, 1959.
11. Каврайская К. В., Определение функции распределения истинных сжатий галактик, *Вестник Ленинградск. ун-та*, № 1, вып. 1, 148, 1958.
12. Огородников К. Ф., К вопросу о кинематике Метагалактики, *Вопросы космогонии* 1, 150, 1952.
13. Шкловский И. С., Проблемы радиоизлучения Метагалактики, *Тр. 5-го совещания по вопросам космогонии*, 554, 1955.
14. Шепли Х., Галактики, *Гостехиздат*, 1947.
15. Эйгенсон М. С., Внегалактическая астрономия, *Физматгиз*, 1960.
16. Арп Н. С., Novae in the Andromeda nebula, *Astron. J.* 61, 15, 1956.
17. Baade W., Minkowski K., Identification of the radio sources in Cassiopeia, Cygnus A, and Puppis, *ApJ* 119, 206, 1954.
18. Baade W., Minkowski K., On the identification of radio sources, *ApJ* 119, 215, 1954.
19. Babcock H. W., The rotation of the Andromeda Nebula, *Lick. obs., Bull.* 19, 41, 1939.
20. Holmberg E., A study of double and multiple galaxies together with inquiries into some metagalactic problems with an appendix containing a catalogue of 827 double and multiple galaxies, *Lund. Ann.* 6, 1937.
21. Holmberg E., A photometric study of nearby galaxies, *Lund. Medd.* No. 128, 1950.
22. Hubble E., Extra-Galactic nebulae, *ApJ* 64, 321, 1926.
23. Hubble E., The distribution of the extra-galactic nebulae, *ApJ* 79, 8, 1934.
24. Hubble E., The Realm of the Nebulae, *Oxford*, 1936.
25. Hubble E., The law of read-shift, *MN* 113, 658, 1953.
26. Humason M. L., Mayall N. U., Sandage A. K., Redshift and Magnitudes of extragalactic nebulae, *Astron. J.* 61, 97, 1956.
27. Kerr F. G., Hindman G. V., Robinson B. G., Observation of the 21 cm line from the Magellanic Clouds, *Austral. J. Phys.* 7, 297, 1954.
28. Kraus G. D., A preliminary study of the magnitude distribution of celestial radio sources, *Astron. J.* 60, 398, 1955.
29. Mayall N. U., Inclinations of spectrum lines in spirals, *Sky and Telescope* 8, 3, 1948.
30. Mayall N. M., Aller L. H., Rotation of Messier 33, *ApJ* 95, 5, 1942.
31. Mills B. Y., Radio Frequency radiation from external Galaxies, *Handbuch der Physik* 53, 239, 1959.

32. Minkowski R., The problem of the identification of extragalactic radio sources, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **70**, 143, 1958.
  33. Morgan W. W., Mayall N. U., A spectral classification of galaxies, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **69**, 291, 1957.
  34. Morgan W. W., A preliminary classification of the forms of galaxies according to their stellar population, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **70**, 364, 1958.
  35. Neymann G., Scott E. L., A theory of the spatial distribution of galaxies, *ApJ* **116**, 144, 1952.
  36. Neymann G., Scott E. L., Shane C. D., On the spatial distribution of galaxies: A specific model, *ApJ* **117**, 92, 1953.
  37. Page T., Radial velocities and masses of double galaxies, *ApJ* **116**, 63, 1952.
  38. Pawsey G. L., Sidney investigations and very distant radio sources, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **70**, 133, 1958.
  39. Rubin V. C., Differential rotation of inner metagalaxy, *Astron. J.* **56**, 47, 1951.
  40. Sandage A., Current problems in the extragalactic distance scale, *ApJ* **127**, 513, 1958.
  41. Shane C. D., Wirtanen C. A., The distribution of extragalactic nebulae, *Astron. J.* **59**, 285, 1954.
  42. Shane C. D., The distribution of extragalactic nebulae, *Astron. J.* **61**, 292, 1956.
  43. Shapley H., Seventy six thousand faint galaxies, *Harvard bull.* **889**, 1932.
  44. Shapley H., Ames A., A survey of the external galaxies brighter than thirteenth magnitude, *Annals Harv. college*, **88**, No. 2, 43, 1932.
  45. Shapley H., Thirty-six thousand galaxies in the south polar cap, *Harvard Annals* **105**, 137, 1937.
  46. Shapley H., The inner Metagalaxy, 1957.
  47. Schwarzschild M., Mass distribution and mass-luminosity ratio in galaxies. *Astron. J.* **59**, 273, 1954.
  48. Spitzer L., Baade W., Stellar populations and collisions of galaxies, *ApJ* **113**, 413, 1951.
  49. Stebbins J., Whitford A. E., Magnitudes and color of 176 extragalactic nebulae, *ApJ* **115**, 284, 1952.
  50. Vaucouleurs G. de, Evidence for a local supergalaxy, *Astron. J.* **58**, 30, 1953.
  51. Vaucouleurs G. de, Studies of the Magellanic Clouds I. Dimension and structure of the Large cloud from star counts and long-exposure photographs, *Astron. J.* **60**, 126, 1955.
  52. Vaucouleurs G. de, Studies of the Magellanic Clouds II. Dimensions and structure of the Small Cloud from star counts and long-exposure photographs, *Astron. J.* **60**, 219, 1955.
  53. Vaucouleurs G. de, Studies of the Magellanic Clouds III. Surface brightness, colors and integrated magnitudes of the Clouds, *Astron. J.* **62**, 69, 1957.
  54. Vaucouleurs G. de, The distribution of bright galaxies and the local supergalaxy, *Vistas in Astronomy*, London — New York, **1584**, 1956.
  55. Vaucouleurs G. de, Survey of bright galaxies south of  $-35^\circ$  declination, *MN* **117**, 225, 1957.
  56. Vaucouleurs G. de, Ring structure in galaxies as distance indicators, *Astron. J.* **62**, 13, 1957.
  57. Wise A. B., Mayall N. U., Distribution of mass in the spiral nebulae Messier 31 and Messier 33, *ApJ* **95**, 24, 1942.
  58. Wyatt S. P., Brown F. C., Position angles and shapes of galaxies in Cetus, *Astron. J.* **60**, 415, 1955.
  59. Zwicky F., Statistics of clusters of Galaxies, *Proc. of the third Berkeley Symposium on Mathematical statistics and Probability*, **3**, 113, 1956.
  60. Zwicky F., Multiple Galaxies, *Ergebnisse der Exakten Naturwiss.* **29**, 344, 1956.
  61. Zwicky F., Morphological Astronomy, Berlin — Göttingen — Heidelberg, 1957.
-

## ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аббе 646  
 Абт 225, 232  
 Агекян Т. А. 85, 86, 463, 479, 503, 576, 641, 656, 677  
 Адамс 38, 39, 53, 57, 156, 160, 162, 166—169, 214  
 Айткен 62, 63, 72, 77, 81, 86  
 Александер 173  
 Аллер 214, 285, 293, 317, 396, 398, 407, 639, 677  
 Альбада, ван 206  
 Амбарцумян В. А. 55, 81—83, 86, 146, 204, 233, 239, 240, 241, 243, 244, 260, 271, 273, 279, 285, 313, 314, 317, 326, 338, 342, 346, 362, 374, 375, 384, 393, 396, 397, 399, 402, 407, 421—426, 460—464, 479, 480, 503, 527, 528, 530, 567, 571, 574, 577, 589, 590, 591, 606, 654, 658, 659, 673, 677  
 Андерхилл 32, 337, 342  
 Анрото 183  
 Аракелян М. А. 244  
 Аргеландер 139  
 Аро 242, 243, 244, 272, 624  
 Арп 197, 202, 210, 211, 636, 640, 651, 677  
 Бааде 185, 187, 196—199, 205, 208, 210, 214, 277, 292, 472, 479, 600, 607, 620, 635, 650, 651, 663, 672, 677, 678  
 Бадалян Г. С. 159, 199, 201, 202, 213  
 Байделман 46  
 Балаж 173  
 Балларно 589  
 Барбье 38, 228, 232, 404, 408, 417, 425  
 Барнард 307  
 Бартая Р. А. 57  
 Бархатова К. А. 584, 606  
 Басбридж 369, 375  
 Баум 638  
 Белопольский А. А. 35, 62, 139, 160, 167, 182, 231, 248, 263  
 Бербидж 425, 600  
 Берг, ван ден 186  
 Бердичевская В. С. 339, 342  
 Берман 244, 288  
 Бернем 62  
 Бернхеймер 211  
 Бессель 61, 74  
 Билс 42, 409, 411, 419, 425, 426  
 Биннендейк 491  
 Бирман 274  
 Блажко С. Н. 62, 98  
 Блау А. 174, 176, 177, 183, 189, 590  
 Блексли 152  
 Блеет 127  
 Боев Г. П. 79  
 Бок Б. 314, 450, 479, 480, 602  
 Бок П. 479  
 Болдвин 651, 666  
 Болтон 666, 670  
 Бос, ван ден 63  
 Боттингер 52, 205  
 Боуэн 376, 407  
 Боярчук А. А. 525  
 Браун Ф. 652, 665, 670, 674, 678  
 Брилли 21, 450, 480  
 Бэбкок 205, 232, 244, 248, 639, 677  
 Бэйли 155, 173, 176, 193  
 Бэкер В. 154, 155, 174, 191, 205, 480  
 Бэкер Д. 317, 389, 390, 407  
 Вайл 149  
 Вальленквист 81, 86, 599  
 Вальдмейер 19, 58  
 Вальравен 167, 169, 173, 176, 179, 206, 214  
 Вашакидзе М. А. 278, 479, 654, 677  
 Веенен 421, 426  
 Вемпе 28  
 Верден, ван 640, 651  
 Вержбинский С. 84, 86  
 Вернер 486  
 Весселинк 188, 208, 214  
 Вестерхаут 475, 477, 480, 523, 527  
 Вестфолд 666  
 Вилсон 160, 232  
 Вильямс 183, 654  
 Виртанен 654, 657, 678  
 Вокулер 614, 621, 640, 646, 649, 673, 678  
 Вольтер 119  
 Вольф 458  
 Воронцов-Вельяминов Б. А. 147, 249, 252, 264, 266, 274, 279, 286, 287, 317, 376, 397, 407, 421, 426, 473, 479, 431, 475, 658, 659, 665, 673, 677  
 Вулли Р. 17, 23, 590  
 Вурм 286  
 Газе В. Ф. 290, 316, 353, 375, 376, 407, 475  
 Галкин Л. С. 57  
 Гамалей Н. В. 601  
 Гапошкин С. И. 55, 57, 147, 173, 180, 191, 214  
 Гарди 172, 174  
 Гацард 652, 665, 670, 674  
 Герасимович Б. П. 411, 425  
 Гернер 601  
 Герцог 654, 666

- Герцшпрунг 35, 36, 53, 170, 193, 209, 210, 429, 435  
 Гершель В. 60—62, 80, 427, 578, 581, 657  
 Гершель Д. 61, 62, 646, 648  
 Гиппарх 427  
 Гитц Е. К. 150  
 Глазенап С. П. 62, 66  
 Глизе 443  
 Го 665, 674  
 Гольдберг 317, 391, 407  
 Горбацкий В. Г. 232, 244, 247, 417, 419, 425  
 Горделадзе Ш. Г. 273, 314, 460, 480  
 Гордон И. М. 180, 207, 213  
 Григорьева Н. Б. 186  
 Григорян К. А. 227, 232  
 Гринштейн 267, 404, 408  
 Гудрайк 60, 96  
 Гук 397, 407  
 Гулд 478  
 Гуревич Л. Э. 158, 213, 274, 562, 567, 571, 574, 575, 577, 606  
 Гурзадян Г. А. 288, 402, 407  
 Гутник 149, 182  
 Гюнцель-Лингнер 72, 85, 86  
 Гюссон 191  
  
 Дадаев А. Н. 124, 128, 133, 138  
 Дамбра 152  
 Дарвин Д. 119  
 Дейринк 168  
 Дейч А. Н. 51, 86, 184, 527  
 Десси 211  
 Детре 173, 174  
 Джексон 62, 85  
 Дженкинс 33  
 Джинс 531, 534, 577  
 Джой 38, 53, 57, 156, 160, 180, 186, 188, 207, 209, 210, 214, 232, 244  
 Джойнер 17, 18, 22, 25, 439, 480  
 Джонсон 23, 42—44, 46, 47, 58, 432, 581, 594  
 Добровольский О. В. 312  
 Домбровский В. А. 62, 278, 300, 407, 408  
 Дортейт 211  
 Дэгган 118, 133  
  
 Ефремов Ю. И. 146, 626  
  
 Жевакин С. А. 204, 213, 222, 232  
 Журавлев С. С. 350, 374  
  
 Зайцева Г. В. 159  
 Занстра 285, 288, 382, 383, 401, 402, 407, 420, 421, 426  
 Зверев М. С. 138, 146  
 Зеелигер 439  
 Зонн 479, 527  
  
 Иванова Н. 244  
 Ивановская В. И. 175, 213, 214  
 Икауниекс Я. Я. 473, 479  
 Иннес 63, 77, 81  
 Ирвин 88, 92, 93, 95, 640  
 Ирошников Р. С. 206  
  
 Каврайская К. В. 628, 677  
 Каладдаде Н. Б. 57  
 Калиняк А. А. 469, 475, 479  
  
 Камм 195, 196, 527  
 Камп, ван де 51, 57, 77, 244  
 Канаваджа 86, 155, 159, 214  
 Каптейн 78, 80, 437, 439, 447, 496, 497, 500  
 Кви 480, 518, 523, 527  
 Кемпбелл 147, 527  
 Керр 475, 480, 648, 649, 677  
 Кертис 307, 607  
 Кинан 15, 42, 46, 47, 57, 58, 157, 232  
 Кинг 88, 94, 95  
 Кинман 600, 601  
 Киппер А. Я. 164, 198, 206, 316, 404, 408  
 Кларк 536  
 Ковальский М. А. 67, 493  
 Коде 157  
 Козырев Н. А. 155, 204, 260, 271  
 Койпер 13, 14, 28, 30, 31, 32, 56, 83, 170, 191, 443, 480  
 Колмогоров А. Н. 293  
 Кольман 46, 47, 58, 156  
 Кольшюттер 38  
 Копал 55, 106—108, 132—134, 138, 192  
 Копылов И. М. 58, 525  
 Коуд 475  
 Крамер 450  
 Красовский В. И. 469, 475, 479  
 Крат В. А. 106, 129, 133—135, 138  
 Краус 665, 674  
 Крафт 191, 200, 214, 674, 677  
 Кригер 107, 206  
 Крон 23, 133, 159, 160, 212, 214  
 Кузмин Г. Г. 471, 479, 533, 536, 544, 577  
 Кукаркин Б. В. 138, 146, 147, 150—152, 157, 167, 172, 175, 185, 187, 189, 195—197, 207, 213, 223, 232, 236, 244, 251, 472, 473, 480, 600, 606  
 Кулблуд 648  
 Куликовский П. Г. 72, 86, 151  
 Куницкий Р. В. 40, 479  
 Кутто 84, 86  
 Кэннон 160  
  
 Ламма 30  
 Лебединский А. И. 158, 213, 273, 274, 590  
 Левин Б. Ю. 567, 571, 577, 606  
 Лейтен 68, 83, 86, 437, 447  
 Леман 167  
 Ливитт 193, 646  
 Линдблад 40, 507, 536, 542, 577, 640  
 Линдгрен 599  
 Лундмарк 52, 58, 634, 657  
 Людендорф 210, 232  
 Люст-Кулька 179  
  
 Майер 60  
 Мак-Лафлин 232, 253  
 Макнамара 182, 183, 189  
 Маркарян Б. Е. 463, 464, 480, 583, 589, 590, 606, 654  
 Мартынов Д. Я. 28, 134, 138, 146  
 Масевич А. Г. 54, 58, 191, 435  
 Маунсель 37  
 Мейалл 232, 495, 599, 600, 622, 624, 625, 631, 633, 638, 639, 642, 677, 678  
 Мейнел 42, 58  
 Мельников О. А. 24, 28, 34, 37, 42, 55, 57, 154—156, 159, 165—167, 169, 170, 188—

- 191, 194—196, 198, 205, 210, 213, 299, 350, 351, 374  
 Мендоза 581  
 Мензел 252, 285, 317, 389, 390, 396, 398, 407  
 Меррилл Дж. 106, 138, 244  
 Меррилл П. 217, 218, 232  
 Миллс 477, 649, 670, 671  
 Мили 125, 373, 375, 512  
 Мильфорд 28, 29  
 Минер 195, 196, 602, 604  
 Минин И. Н. 402, 407, 420  
 Минковский 278, 281, 406, 408, 670, 672, 677, 678  
 Митчелл 60, 581  
 Мичайка 37  
 Мишар 28  
 Млодзеевский Б. К. 67, 72  
 Морган 15, 23, 32, 42—44, 46, 57, 58, 157, 174, 189, 430, 432, 475, 607, 625, 638, 678  
 Мори 39, 127  
 Мур 53  
 Мустель Э. Р. 30, 261, 262, 279, 333, 335, 338, 342, 425  
 Мэт 674  
 Мюллер 475, 477, 518, 523  
 Мюнх 174, 337, 342, 463, 525, 527
- Нейман 654, 657, 678  
 Никитин А. А. 391, 407  
 Никонов В. Б. 25, 45, 469, 475, 479  
 Нордстрем 496
- Огородников К. Ф. 167, 213, 312, 460, 479, 480, 512, 514, 527, 565, 574, 577, 629, 675, 677  
 Оке 42  
 Олден 51  
 Ольберс 654  
 Оорт 201, 232, 470, 475, 480, 507, 512, 518, 524, 527, 534, 541, 544, 577, 597, 621, 653  
 Остерхоф 208  
 Оскания 244  
 Остерброк 475
- Павловская Е. Д. 188, 199, 473, 495  
 Пайк 125, 129  
 Паннекук 166, 169, 206, 360, 373, 375, 648  
 Паренаго П. П. 38, 53—55, 58, 138, 146, 147, 150, 155, 158, 159, 166, 172, 185, 186, 188, 189, 191, 197, 198, 213, 236, 244, 251, 311, 429, 431, 435, 456, 471—475, 480, 495, 498, 502, 503, 516, 527, 543, 544, 577, 595, 600, 606, 653  
 Парийский Н. Н. 167  
 Пейдж 404, 408, 660, 678  
 Пейн-Гапошкина 147, 157, 158, 163, 180, 182, 191, 209, 213, 214, 266, 279  
 Пекер 155, 214  
 Пелс-Клуйвер Г. А. 178, 179  
 Петри 34, 183, 166  
 Петров С. 138  
 Пигафетта 646  
 Пиготт 139  
 Пикельнер С. Б. 303, 316, 478  
 Пиккеринг Э. 139  
 Пиотровский 107, 108, 138  
 Пирс 496  
 Пласкет 244, 496
- Плуммер 596, 606  
 Поппер 30—32, 52, 133  
 Прагер 142, 146  
 Престон 176, 214  
 Прокофьева В. В. 154  
 Псковский Ю. П. 198, 214
- Рабе 72, 86  
 Раймонд 640, 651  
 Райн, ван 437, 439, 442, 447, 480  
 Реддиш 197, 198, 214  
 Редман 621  
 Рейли 314  
 Рессел 35, 53, 58, 88, 94, 95, 98, 100, 101, 106, 109, 121, 126, 138, 352, 374, 429  
 Ричи 607  
 Ричмонд 439  
 Риччоли 60, 80  
 Робертс 192  
 Роджерс 198  
 Роман 46, 589  
 Росселанд 70, 214, 246, 605  
 Росситер 63  
 Рош 119  
 Рубин 675, 676  
 Ругор 524  
 Рудницкий 479, 527  
 Русаков Г. И. 463, 480
- Саведов М. 178, 183  
 Сандедж 192, 594, 597, 600, 606, 622, 624, 631, 633, 636, 638, 677, 678  
 Санфорд 176, 180  
 Сафронов В. С. 471, 480, 544, 577  
 Свингс 234, 235, 244, 289  
 Сволопулос 159, 200, 212, 214  
 Северный А. Б. 191, 203, 214, 425  
 Семенова Н. Н. 105, 138  
 Сенцова Ю. Е. 150  
 Силлие 389, 390, 407  
 Сирс 17, 18, 22, 25, 439, 442, 450, 479, 480  
 Ситон 393, 394, 396, 407, 408  
 Ситтерли 106, 138  
 Скиапарелли 62, 439  
 Скотт Е. 654, 657, 678  
 Скотт Р. 222, 232  
 Слайфер 638  
 Слеттебак 524  
 Сли 477, 670  
 Слюсарев Г. Г. 338, 342, 421, 426  
 Смит Д. 23  
 Смит Х. 207  
 Соболев В. В. 191, 220, 232, 244, 247, 249, 252, 261, 285, 375, 407, 425, 435, 503, 527  
 Сойер 187, 207, 208  
 Соиферт 624  
 Софроницкий А. В. 123  
 Спидер 404, 408, 503, 562, 577, 663, 678  
 Стар-Карпентер 475  
 Стеббинс 23, 25, 127, 152, 153, 155, 162, 177, 202, 432, 469, 623, 678  
 Стенли 670  
 Sterne 174  
 Стиббс 17, 23, 58, 159  
 Стоянова К. Т. 42  
 Стремберг 509  
 Стремгрен Б. 299, 302, 303, 375  
 Струве В. 61, 63, 307, 439

- Струве Г. 62  
 Струве О. 55, 56, 58, 81, 127, 129, 138, 157, 172, 174, 176—178, 182, 188, 205—207, 214, 234, 235, 244, 246, 247, 249, 289, 356, 375, 524  
 Странд 51, 436  
 Суини 650  
 Сычева Н. П. 153  
 Тарракас 174  
 Теккерей 188, 211, 648  
 Тиссен 166, 192, 191  
 Тихо Браге 275  
 Тихов Г. А. 497  
 Торгорд 201  
 Торнтон 660  
 Тремплер 52, 53, 307, 480, 527, 581, 584, 585, 606  
 Тэйлор 592  
 Уайз 109, 138, 642, 678  
 Уайльд 654, 666  
 Уивер 40, 475, 480, 527  
 Уитфорд 23, 310, 432, 469, 475, 623, 678  
 Уокер 264, 581  
 Уолтон 160  
 Уэстгейт 524  
 Фаулер 373, 375  
 Федорович В. П. 159  
 Фесенков В. Г. 480  
 Фетлаар 107, 109, 138  
 Финсен 72  
 Фист 648  
 Флоря Н. Ф. 138, 146, 151, 174, 309, 456, 480, 600, 606  
 Франк-Каменецкий Д. А. 206, 214  
 Франклин 459  
 Фрике 640  
 Фрост 182  
 Хабибуллин Ш. Г. 480  
 Хабл 187, 266, 291, 307, 480, 607, 612, 614, 616, 617, 621, 628, 629, 634, 635, 637, 638, 640, 652, 677  
 Харадзе Е. К. 480  
 Хаутгаст 371, 375  
 Хаффер 127, 133, 310  
 Хеньи 367, 375  
 Хербиг 198, 244, 249, 272  
 Хesia 62  
 Хилл 477  
 Хильтнер 300, 310, 590, 651  
 Хиндман 475, 648, 677  
 Хогг 211, 585  
 Холл 300  
 Холопов П. Н. 146, 187, 196, 199, 244, 480, 591, 597, 606  
 Холст, ван де 201, 304, 475, 480, 518, 640, 651  
 Хольмберг 617, 623, 640, 657, 669, 677  
 Хольцмарк 375, 676  
 Хопф 324, 342  
 Хоф, ван 168, 182  
 Хоэнберг 199  
 Хуан Шоу-шу 56, 58, 127, 138, 172, 524, 527  
 Хьюмасон 57, 244, 495, 622, 624, 631, 633, 677  
 Хэбб 317, 396, 407  
 Хэлл 436  
 Цвикки 617, 620, 626; 654, 657—659, 661, 666, 669, 678  
 Цедерblad 462, 480  
 Цейпель 596, 599  
 Цесевич В. П. 103, 105, 106, 109, 111, 138, 146, 174  
 Цой Дэй О 228, 232  
 Цургелен 88, 93, 95  
 Чандрасекар 119, 155, 325, 337, 342, 346, 362, 374, 375, 411, 425, 463, 525, 527, 534, 555, 577, 602  
 Чернова 473  
 Шайн Г. А. 58, 86, 220, 232, 290, 295, 296, 353, 356, 374—376, 407, 424, 426, 524  
 Шайн П. Ф. 374  
 Шалонж 38, 58, 228, 417, 425  
 Шарбе 106  
 Шарлье 587  
 Шарплес 475  
 Шахбазян Р. К. 600  
 Шацова Р. В. 437, 479, 480  
 Шварцшильд 88, 93, 170—172, 206, 209, 448, 449, 562, 669  
 Шварцшильд Б. 162, 167, 169, 179  
 Шварцшильд М. 95, 162, 166, 167, 169, 205, 214, 503, 667, 678  
 Шварцшильд К. 342, 343, 501, 527  
 Шейкшафт 666  
 Шейн 477  
 Шепли 160, 193, 194, 196, 207, 470, 593, 599, 606, 612, 616, 634, 648, 652, 677, 678  
 Ши Шен 427  
 Шкловский И. С. 279, 286, 289, 304, 406, 408, 475, 478, 652, 666, 672, 677  
 Шлезингер 89, 94, 95  
 Шмидт К. 25  
 Шнеллер 142, 143, 146  
 Шнирельман 473  
 Шортли 317  
 Штернберг П. К. 62  
 Штерне 151  
 Шустер 342, 343  
 Шэн 654, 657  
 Щеголев Д. Е. 622  
 Эгген 23, 86, 133, 149, 155, 159, 160, 175, 198, 199, 212, 590  
 Эддингтон 53, 125, 190, 203, 204, 342, 359, 360, 375, 501, 527  
 Эйбелл 666  
 Эйгенсон М. С. 677  
 Эймс 652  
 Эри 493  
 Юз 167  
 Якобсен Т. С. 166, 167, 181

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абсолютная величина звезды 9, 33 и д., 429
- яркость (абсолютный блеск) звезды 9
- Абсолютное движение звезды 484
- Автоколебания цефеид 204
- Адиабатное состояние газового шара 589
- Антиапекс 488
- Апекс 488, 492
- Асимметрия звездных движений 506
- Ассоциации звездные 241, 424, 589
- Атмосферы звезд 246, 319, 343 и д., 409 и д.
- — типа RV Тельца 225
- —, химический состав 351
- цефеид 169 и д.
  
- Бело-голубая последовательность 266
- Белые карлики 237
- Блеск абсолютный 9
- короткопериодических цефеид 172
- Болометрическая поправка 14
- светимость звезды 11
  
- Вертексы 500
- Ветви Галактики 201, 305
- Видимая звездная величина 9
- сферичность 627
- Визуально-двойные звезды 60 и д.
- — —, орбиты 65
- — —, широкие пары 77
- Внегалактические расстояния 620, 633
- Водород межзвездный 304, 475, 518
- Волокнистые туманности 291, 301
- Вращение Галактики 510, 518
- галактик 638
- звезд 356
- Время релаксации 562, 575
- Вспышки звезд 145, 261, 273
- Выброс звездной оболочки 257, 260
- Высвечивание оболочки звезды 221
  
- Газ межзвездный 291, 297, 304, 475, 518
- Газовая оболочка сбрасываемая 258
- Газовые кольца вокруг звезд 246
- туманности 280, 376
- — светящиеся 289
- Галактика 427
- , вращение 510, 518
- , границы 470
- , основные черты строения 469
- , подсистемы 472
- , спиральная структура 474
- , строение по данным радионаблюдений 475
- Галактика, центр 517
- , число звезд 443
- Галактики 607 и д.
- кольцевые 614
- кратные 657
- , массы 641
- неправильные 607, 614
- нормальные 670
- правильные 607
- , распределение 652
- спиральные 305
- чечевицепоподобные 614
- Галактическая долгота 428
- концентрация 427
- плотность 427
- система координат 427
- широта 428
- Галактические скопления 579
- туманности 280 и д.
- Галактический круг 427
- экватор 427, 471
- Гиады 584
- Гиганты 143, 272, 373
- слабые 430
- яркие 430
- Гидродинамические уравнения для звездных систем 537
- Главная последовательность 430, 503, 580
- Главные небулярные линии 376
- Глобулы 280, 314
- Гравитационное поле звездной системы 528
- Гравитационный парадокс 676
- Групповые параллаксы звезд 34, 589
- Группы галактик 661, 664
  
- Давление световое в туманностях 399
- Движение звезды абсолютное 484
- — пекулярное 484
- — ротационное 524
- — собственное 484, 498, 510
- Движущиеся скопления 587
- Двойная периодичность переменной звезды 141
- Двойное сближение 554 и д.
- Двойные галактики 657
- —, массы 659
- звезды 35, 49, 55, 59 и д. 242, 244
- — визуальные (астрометрические) 59, 60 и д.
- —, массы 72
- — спектроскопические 59
- — фотометрические 59, 96 и д.
- —, эволюция 134



- Деление галактик 673  
 Диаграмма Вольфа 459  
 — масса — болометрическая светимость 435  
 — период — светимость 634  
 — показатель света — светимость 431  
 — Рессела — Герцшпрунга 431  
 — спектр — ротационная скорость 524  
 — спектр — светимость 429  
 Диаметр звезды 14  
 Диаметры галактик 621  
 Динамически определяемая звездная система 574  
 Динамические параллаксы двойных звезд 35, 73  
 — элементы орбиты в двойной системе 66  
 Диссипация звездных систем 567  
 Дифференциальное вращение системы 512  
 Дифференциальные смещения линий в спектрах цефеид 166  
 Диффузная материя в Галактике 280 и д.  
 Диффузные туманности 242, 289 и д., 376, 397, 461  
 Долгопериодические переменные 144, 214 и д., 423  
 — цефеиды 148, 185 и д.  
 — — I группы 175, 180, 185  
 — — II группы 175, 180, 185  
 Долгота галактическая 427  
 Закон Доплера 630  
 — Кирхгофа — Планка 329  
 — красного смещения (закон Хабла) 629  
 — Максвелла 500  
 — распределения эллипсоидальный 501  
 — расширения Метагалактики 630  
 Закручивание ветвей спиралей 640  
 Запрещенные линии в спектрах туманностей 391  
 Затменно-двойные звезды, классификация 55  
 Затменные переменные звезды см. Фотометрические двойные звезды  
 Звездная величина видимая 9  
 — динамика 528 и д.  
 — система 528  
 — часть эмиссионного спектра 234  
 Звездное население I типа 185, 210, 433, 472, 580, 594, 595, 648  
 — — II типа 185, 210, 472, 594, 671  
 Звездные ассоциации 241, 424, 589  
 — атмосферы 246, 319, 343 и д., 409 и д.  
 — —, химический состав 351  
 — планетарные туманности 281  
 — потоки Каптейна 500  
 — скопления 573 и д., 587  
 — — рассеянные (открытые) 578 и д.  
 — — движущиеся 587  
 — — шаровые 578, 591 и д.  
 — —, устойчивость 602 и д.  
 — фотосферы 319, 343 и д.  
 Звезды, вращение 356  
 — двойные см. Двойные звезды  
 —, классы 49 и д.  
 — новоподобные см. Новоподобные звезды  
 — новые см. Новые звезды  
 — переменные см. Переменные звезды  
 — поздних классов с яркими линиями 423  
 — полуправильные желтые 144  
 Звезды полуправильные красные 144.  
 — с меняющимися яркими линиями спектра 245  
 — с протяженными поглощающими оболочками 248  
 — сверхновые 9, 250  
 — спектрально-двойные 409  
 — типа Алголя 96, 130, 131  
 — — Вольфа—Райе 353, 409, 416, 419 и д.  
 — — о Кита 243  
 — — Лирид 172  
 — — Трапеции 81  
 — — Ве 145, 410, 416, 417  
 — — Р Лебеда 268, 409, 416  
 Иерархическое строение вселенной, гипотеза 677  
 «Избранные площади» Каптейна 496  
 Избыток цвета 28, 453  
 Изофотная длина волны 17  
 Интегральная светимость звезды 11  
 — функция блеска 439  
 — — светимости 436  
 Интенсивность линий короткопериодических цефеид 178  
 — спектральная удельная 10  
 Ионизация в туманностях 384  
 Иррегулярное поле системы 528  
 Иррегулярные силы 528  
 Истечение из звезд 127, 168, 230, 257, 260, 287, 301, 317, 419, 424  
 Карлики 242, 272, 350, 356, 373, 424  
 — белые 237  
 — — слабые 430  
 — — яркие 430  
 — красные 430  
 Карликовые цефеиды 208  
 «Катаклизматические» звезды 145  
 Каталог переменных звезд 142  
 Квазистационарное состояние звездной системы 530, 574  
 Классификация галактик Вокулера 614  
 — — Моргана 625  
 — — Хабла 607  
 — двойных звезд 59  
 — долгопериодических переменных 215  
 — затменно-двойных звезд 55  
 — кривых блеска новых звезд 253  
 — новых звезд 250  
 — переменных звезд 143  
 — планетарных туманностей 281  
 — рассеянных скоплений Маркаряна 583  
 — — — Тремплера 581  
 — сгущений галактик 661  
 — скоплений галактик по каталогу Герцгога, Уайльда и Цвикки 666  
 — спектральная 38 и д., 45 и д., 371  
 — спектров типичных новых звезд 257  
 — тесных пар 129 и д.  
 — туманностей 280  
 — шаровых скоплений Шепли 593  
 Классы светимостей 42  
 — спектральные 38 и д.  
 Когерентное рассеяние излучения 344  
 Колориметрические системы 23  
 Колор-экссесс 453  
 Кольцевые галактики 614  
 Компактные скопления галактик 667

- Контактные системы 55  
 Короткопериодические цефеиды 172, 185 и д.  
 — — I группы 175, 185  
 — — II группы 175, 185  
 Коэффициент диллюции излучения 377  
 — избирательного поглощения 28, 453  
 — поглощения 451, 452  
 — прозрачности на единицу длины 451  
 Коэффициенты Оорта 515, 545  
 Крабовидная туманность 277, 305, 406  
 Красное смещение 51, 629, 675  
 Красные полуправильные переменные звезды 144, 226  
 Кратные галактики 657  
 — звезды 59 и д., 80, 528  
 Кривая блеска 96  
 — — — новой звезды 253  
 — — — отраженная 100  
 — — — стандартная 149, 150  
 — — — цефеиды 148, 172  
 — интенсивностей линий долгопериодической цефеиды 167  
 — — — линий короткопериодической цефеиды 178  
 — лучевых скоростей 225  
 — — — долгопериодической цефеиды 160  
 — — — короткопериодической цефеиды 176  
 — спектров долгопериодической цефеиды 155  
 — — — короткопериодической цефеиды 174  
 — ускорений на поверхности цефеиды 164  
 — — — — короткопериодической цефеиды 177  
 Критерий Хольмберга для отбора кратных систем 657  
 Критическая скорость звезды средняя 552  
 Круговые орбиты звезд 545  
 Кумулятивные ошибки 151  
 К-эффект 495  
  
 Линии небулярные главные 376  
 Линия узлов орбиты в двойной системе 66  
 Лириды 172, 209  
 Лучевые скорости звезд 482, 498, 510  
 — — — короткопериодических цефеид 176  
 Люкс международный 14  
  
 Магеллановы Облака 186, 187, 193, 206, 211, 266, 269, 292, 305, 645  
 Магнитные переменные звезды типа  $\alpha^a$  Гончих Псов 231  
 — поля в звездах 248  
 Массы галактик 641  
 — — — в скоплениях 667  
 — — — двойных 659  
 — звезд 49 и д.  
 — — — двойных 72  
 — — — новых 264  
 — туманностей 396 и д.  
 Межзвездная пыль 307 и д.  
 Межзвездное поглощение 26, 307  
 Межзвездный поглощающий газ 297  
 Местная группа галактик 664  
 — сверхсистема галактик 665  
 — система звезд 478  
 Метагалактика 630, 654, 675  
 —, расширение 675  
  
 Метастабильное состояние атома 391  
 Метод Вапакидзе — Оорта (определение звездной плотности) 457  
 — Ирвина (определение орбит спектральных двойных звезд) 98  
 — Ковальского — Эри (определение движения Солнца) 493  
 — Лемана — Фильеса (определение орбит спектральных двойных звезд) 91  
 — Млодзеевского (определение орбит двойных звезд) 67  
 — Тиле — Иннеса (определение орбит визуально-двойных звезд) 69  
 — Шварцшильда (определение орбит спектральных двойных звезд) 93  
 Модель внешних слоев звезды Шварцшильда — Шустера 343, 363  
 Модели двойных систем 97 и д., 114, 119, 122  
 Модуль расстояния 429  
 Монохроматическое лучистое равновесие 344  
  
 Начальная эпоха переменной звезды 140  
 «Небулий» 376, 382  
 Небулярная стадия типичной новой 257  
 — часть эмиссионного спектра 234  
 Небулярные линии 382  
 Небулярный спектрограф 291  
 Нейтральный водород 518  
 Некогерентное рассеяние света 367  
 Неправильные галактики 607  
 — переменные звезды 143, 227  
 Непрерывная эмиссия 241  
 Нестабильные звезды 127  
 Нестационарное состояние звездной системы 530  
 Новоподобные звезды 233, 250, 267  
 Новые звезды 145, 233, 250 и д.  
 — — — во внегалактических туманностях 265 и д.  
 — — —, кривые блеска 253  
 — — —, массы 264  
 — — — перманентные 251  
 — — — повторные 250, 251  
 — — —, причины вспышек 273  
 — — —, спектральные стадии 255  
 — — — типичные 250, 255  
 Нормальные места 65  
  
 О-ассоциации 590  
 Облака галактик 661  
 — скоплений галактик 661  
 Области HI и HII 301  
 Обозначение переменных звезд 142  
 Оболочки долгопериодических переменных звезд 221  
 Оператор Стокса 533  
 Оптическая глубина 321  
 — толщина среды 451  
 Орбиты визуально-двойных звезд 65  
 — спектрально-двойных звезд 87 и д.  
 Открытые скопления звезд 81, 578  
 — — галактик 667  
 Относительная радиосветимость 670  
 Отраженная кривая блеска 100  
  
 Парадокс Зеелигера 676  
 — Ольберса 654, 675

- Параллакс 33 и д.  
 — групповой 589  
 — динамический 73  
 — спектральный 374  
 — средний вековой 489  
 — — годичный 491  
 Пекулярное движение звезды 484  
 Пекулярный спектр 672  
 Переменные звезды 472  
 — — долгопериодические 144, 215, 423  
 — — затменные см. Фотометрические  
 двойные звезды  
 — — магнитные типа  $\alpha^2$  Гончих Псов 231  
 — — малой светимости 143  
 — — неправильные 143, 227  
 — — поздних спектральных классов 144  
 — — новоподобные 233, 250, 267, 271  
 — — полуправильные 143, 223  
 — — — желтые 226  
 — — — красные 226  
 — — — поздних спектральных классов 144  
 — — правильные (регулярные) 143  
 — — пульсирующие 213  
 — — спектральные 227, 245 и д.  
 — — типа Алголя 96  
 — — — R Северной Короны (RCrB) 146, 239  
 — — — RV Тельца (RV Tau) 144, 223  
 — — — RW Возничего (RW Aur) 146, 240  
 — — — T Тельца (T Tau) 241, 244, 424  
 — — — U Близнецов (U Gem) 145, 236  
 — — — UV Кита (UV Cet) 146  
 — — — W Девы 175, 180  
 — — — Z Андромеды (Z And) (новоподобные) 145, 233, 423  
 — — — Z Жирафа (Z Cam) 145, 239  
 — — —  $\alpha^2$  Гончих Псов ( $\alpha^2$  C Vn) 145, 231  
 — — —  $\beta$  Большого Пса ( $\beta$  C Ma) 182  
 — — —  $\delta$  Цефея ( $\delta$  Cep) см. Цефеиды  
 — — — физические 139  
 — — магнитные поля в звездах 248  
 Период переменной звезды 141  
 Перманентные новые звезды 251  
 План избранных площадей Каптейна 496  
 Планетарные туманности 266, 280, 281, 303, 376, 383  
 — —, массы 397  
 Плеяды 432, 580, 583, 589  
 Плоская составляющая Галактики 185  
 Плоскость галактическая 427  
 — фундаментальная 553  
 Повторные новые звезды 145, 250, 251  
 Поглощение избирательное 452  
 — межзвездное 26, 297, 451  
 Подсистемы Галактики 472  
 Полуправильные переменные звезды 143, 223, 226  
 Полюсы Галактики 429  
 Последовательность бело-голубая 266, 431  
 — главная 430, 503, 580  
 — шаровых скоплений 594  
 — эволюционная плоская 573  
 — — сферическая 573  
 Постоянная Хаббла 616, 630, 633, 635  
 Поток излучения 10, 28, 429  
 Потоки звездные Каптейна 500  
 Пояс рассеяния 111  
 Приливное взаимодействие галактик 658  
 Промежуточные спирали 608  
 Пространственная скорость звезды 481, 487, 506  
 Протяженные поглощающие оболочки звезд 248  
 Профили эмиссионных линий 411 и д.  
 Пульсационная теория 202, 222  
 Пылевые туманности 280, 307 и д.  
 — — светлые 314  
 — — темные 312  
 Равновесие лучистое звездных фотосфер 319  
 — — монохроматическое 344  
 Радиант скопления 587  
 Радиоастрономические методы 216, 278, 304, 648, 666, 669  
 Радиовеличина источника излучения 670  
 Радиогалактики 669, 671, 672  
 Радиотуманности 278, 279, 671  
 Радиус звезды 14  
 Распределение галактик 652  
 — — по типам 626  
 — Максвелла 500  
 — сжатий галактик 627  
 Рассеянные скопления (открытые) 528, 578 и д.  
 — — движущиеся 587  
 Расширение Метагалактики 630, 675  
 — спектральных линий 354  
 Регулярное поле системы 528  
 Регулярные переменные звезды 143  
 — силы 528  
 Ротационное движение звезды 524  
 Сверхгиганты 200, 270, 272, 337, 350, 356  
 — слабые 430  
 — яркие 430  
 Сверхновые звезды 9, 145, 250, 274 и д.  
 — — I типа 275  
 — — II типа 276  
 Сверхсистема галактик 665  
 Светимость абсолютно черного тела 12  
 — звезды 143, 429  
 — интегральная (полная, болометрическая) 11  
 — туманности 376  
 Светлые туманности 280  
 Световое давление в туманностях 399  
 Силы нерегулярные 528, 552  
 — регулярные 528  
 Система звездная 528  
 — координат галактическая 427  
 Скопление галактик в Волосах Вероники 661 и д., 669  
 — — в Деве 664  
 Скопления галактик 661, 666  
 — — компактные 667  
 — —, массы 667  
 — — неправильные 667  
 — — открытые 667  
 — — полукомпактные 667  
 — — правильные 661  
 — —, радиоизлучение 674  
 — звездные открытые 81

- Скопления звездные шаровые 193, 528  
 — — рассеянные 528  
 Скорость звезды критическая средняя 552, 567  
 — — лучевая 482, 498  
 — — остаточная 499  
 — — пекулярная 499  
 — — пространственная 481, 487, 506  
 — — ротационная видимая 524  
 — — истинная 524  
 — центроида 499  
 Собственное движение звезды 498, 510  
 Солнце, положение в Галактике 471, 474, 517  
 Составляющая Галактики плоская 185, 472, 473  
 — — промежуточная 472, 473  
 — — сферическая 185, 472, 473  
 Спектр типичной новой 255  
 — туманностей непрерывный 402  
 Спектральная интенсивность излучения 12  
 — последовательность звезд 371  
 Спектрально-двойные звезды 409  
 Спектральные классы звезд 38 и д., 45 и д., 429  
 — переменные звезды 227, 245  
 — стадии новых звезд 255  
 Спектральный параллакс 36, 374  
 Спиральная галактика в Андромеде 649  
 — структура Галактики 474  
 Спиральные ветви Галактики 209  
 — галактики 305, 607, 608  
 — — пересеченные 609  
 Стандартные кривые блеска цефеид 149, 150  
 Стационарное состояние звездной системы 530, 574  
 Степень потемнения к краю 105  
 Столкновение галактик 306, 653, 672  
 Стратификация излучения 388  
 Субгиганты 49, 55, 130, 138, 271, 430  
 Субкарлики 131, 138, 430  
 Сферическая составляющая 185  
 Т-ассоциации 241, 424, 591  
 Темные спутники 74  
 Температуры звезд 371 и д., 380, 422  
 — — эффективные 329  
 — туманностей 395  
 — цефеид 170  
 Теорема вириала 550  
 — Зеелигера 438  
 — Лиувилля 531  
 — Росселанда 380  
 Термодинамическое равновесие локальное 328  
 Типичная новая звезда 250, 255  
 Трапеции 82  
 Тригонометрический параллакс 33  
 Тройные звезды 80  
 Туманности газовые 280, 376  
 — галактические 280  
 — диффузные 242, 289 и д., 376, 461  
 — —, массы 397  
 — планетарные 280, 281, 303, 376, 383  
 — —, массы 397  
 — пылевые 280, 307 и д.  
 — — светлые 280, 314  
 — — темные 312  
 Туманности темные 280, 458  
 Турбулентция в атмосфере цефеид 170  
 — в туманностях 293  
 — межзвездной пыли 314  
 «Углеродная» звезда 240  
 «Угольные мешки» 312, 314, 460  
 Узел орбиты в двойной системе 66  
 Уравнение Больцмана 531  
 — звездной динамики основное 530, 534, 539  
 — — статистики второе 448  
 — — — основное (первое) 448 и д.  
 — непрерывности 531  
 — теории флуктуаций основное 465  
 — Эмдена 598  
 Уравнения гидродинамические для звездных систем 537  
 Ускорение силы тяжести на поверхности звезды 177, 373  
 Устойчивость звездных скоплений 602 и д.  
 Фотометрические двойные звезды 35, 49, 59, 96 и д.  
 Фотометрический парадокс 654, 675  
 Фотосфера звезды 319  
 Фотоэлектрические колориметрические системы 23  
 Фундаментальная плоскость 553  
 Функция блеска интегральная 438  
 — видимой плотности 455  
 — звездной плотности 443  
 — истинной плотности 455  
 — поглощения 452  
 — — скоростей 539  
 — — — остаточных 546, 562, 575  
 — светимости галактик 617, 620  
 — — интегральная 436  
 Цвета звезд, современные системы 23; и д.  
 Центр Галактики 469, 517  
 Центроид 499  
 Цефеиды 55, 143, 634  
 — в галактиках 206, 212  
 — в Магеллановых Облаках 206, 211;  
 — в шаровых скоплениях 207  
 —, движения 188  
 —, долгопериодические 144, 148, 185 и д.  
 — — I группы 175, 180, 185  
 — — II группы 175, 180, 185  
 — карликовые 208  
 — короткопериодические 143, 172, 185 и д., 596  
 — — I группы 175, 185  
 — — II группы 175, 185  
 — населения I типа 185, 210  
 — — II типа 185, 210  
 —, пространственная плотность 186  
 —, пульсационная теория 202  
 —, распределение по небу 185  
 —, — по периодам 187  
 —, соотношение период — плотность 190  
 —, — период — светимость 192  
 —, — период — спектр 189  
 Чечевицеподобные галактики 614

- Шаровые скопления 186, 193, 210, 469, 528, 530, 578, 591 и д.  
Широкие пары 77  
Широта галактическая 428  
Шкала внегалактических расстояний 620, 633  
— — — Бааде 636  
— — — Хаббла 635  
— — — Сандеджа 637
- Эволюционная последовательность плоская 573  
— — сферическая 573  
Эволюция звезд 134 и д.  
— звездных систем 571, 573  
Экватор галактический 427, 471  
Эллипсоидальный закон распределения 501  
Эллиптические галактики 607, 609, 614
- Эмиссионные линии 409  
— —, интенсивности 414  
— —, профили 411 и д.  
Эмиссия 409  
Эффект абсолютной величины 374  
— Доплера 631  
— фазы 124  
— Штарка 354  
Эффективная длина волны 17  
— температура звезды 324
- Ядра галактик 607  
— —, вращения 638  
— —, массы 641  
— — спиральных 624  
— планетарных туманностей 283, 285, 288, 376, 420  
Ядро Галактики 475  
Яркость абсолютная 9  
—, распределение по диску звезды 326
-