



БИБЛИОТЕЧКА • КВАНТ •

выпуск 18

Л. В. ТАРАСОВ
А. Н. ТАРАСОВА

БЕСЕДЫ О ПРЕЛОМЛЕНИИ СВЕТА





БИБЛИОТЕЧКА • КВАНТ •
выпуск 18

Л. В. ТАРАСОВ
А. Н. ТАРАСОВА

БЕСЕДЫ О ПРЕЛОМЛЕНИИ СВЕТА

Под редакцией
В. А. ФАБРИКАНТА



МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1982



Scan AAW

22.34

T19

УДК 535.3

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Академик **И. К. Кикоин** (председатель), академик **А. Н. Колмогоров** (заместитель председателя), доктор физ.-мат. наук **Л. Г. Асламазов** (ученый секретарь), член-корреспондент АН СССР **А. А. Абрикосов**, академик **Б. К. Вайнштейн**, заслуженный учитель РСФСР **Б. В. Воздвиженский**, академик **В. М. Глушков**, академик **П. Л. Капица**, профессор **С. П. Капица**, академик **С. П. Новиков**, академик **Ю. А. Осипьян**, академик АПН СССР **В. Г. Разумовский**, академик **Р. З. Сагдеев**, кандидат хим. наук **М. Л. Смолянский**, профессор **Я. А. Смородинский**, академик **С. Л. Соболев**, член-корреспондент АН СССР **Д. К. Фаддеев**, член-корреспондент АН СССР **И. С. Шкловский**.

Тарасов Л. В., Тарасова А. Н.

T 19 Беседы о преломлении света/Под ред. **В. А. Фабриканта**.—М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982, 176 с., ил. — (Библиотечка «Квант». Вып. 18) — 25 коп.

Книга состоит из девяти бесед, охватывающих широкий круг вопросов, связанных с преломлением света. Познакомившись с ней, читатель убедится, как много удивительного, поучительного, полезного для практики может заключаться в, казалось бы, хорошо знакомом явлении преломления света. Оно позволило объяснить такие «загадки» природы, как миражи, радуги, гало, ложные солнца и другие; оно же помогло человеку «приручить» световой луч с тем, чтобы использовать его для практических целей. Популярно и увлекательно авторы рассказывают о призмных и линзовых оптических системах, о кристаллооптике, о волоконной оптике, позволяющей, образно говоря, произвольно изгибать световой луч, и о многом другом.

T $\frac{1704050000-085}{053(02)-82}$ 194-82.

ББК 22.34
535

T $\frac{1704050000-085}{053(02)-82}$ 194-82.

© Издательство «Наука»,
Главная редакция
физико-математической
литературы, 1982

ПРЕДИСЛОВИЕ

Почему световой луч изменяет свое направление при прохождении через границу двух разных сред? Почему заходящее Солнце кажется сплюснутым по вертикали? Почему возникают миражи? Почему призма разлагает солнечный свет на различные цвета? Как рассчитать угловые размеры радуги? Почему удаленные предметы кажутся близкими при разглядывании их через трубу Галилея? Как устроен человеческий глаз? Почему световой луч, проникая в кристалл, расщепляется на два луча? Можно ли повернуть плоскость поляризации луча? Можно ли произвольно изгибать световые лучи? Можно ли управлять показателем преломления?

На поставленные вопросы читатель найдет ответ в данной книге. При этом он узнает, как был открыт закон преломления света, как едва не оказалась навеки утраченной ньютонова теория рефракции света в атмосфере, как благодаря опытам Ньютона были разрушены вековые представления о происхождении цветов, как была изобретена зрительная труба, как постепенно, в течение двадцати столетий, формировались представления о механизме человеческого зрения, как нелегко происходило открытие поляризации света.

Чтобы физические и исторические мотивы звучали более слитно, авторы ввели в текст книги специально подобранные задачи (с подробными решениями), геометрические построения, оптические схемы конкретных приборов и устройств. Без сомнения, читатель

станет уже иначе воспринимать выдержки из классических трудов основателей физической оптики (например, из «Лекций по оптике» Ньютона или «Трактата о свете» Гюйгенса) после того, как эти выдержки «расшифрованы» при помощи схем, построений, конкретных задач.

Таким образом, в своем путешествии по миру преломляющихся световых лучей читатель сможет познакомиться не только с физической сущностью рассматриваемых вопросов, но также с историей формирования физических представлений и их практическим воплощением в задачах, построениях, оптических схемах. Все это, как надеются авторы, должно сделать путешествие достаточно увлекательным и полезным.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность профессору В. А. Фабриканту за научное редактирование и многочисленные советы, которые способствовали улучшению книги.

Авторы

ЧТО ПРОИСХОДИТ СО СВЕТОвыми ЛУЧАМИ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ СРЕД?

Кольцо на дне сосуда с водой. Возьмем какой-нибудь не слишком глубокий сосуд с непрозрачными стенками; это может быть кружка, жестяная банка, кастрюля. Положим на дно сосуда кольцо. Будем смотреть под таким углом, чтобы видеть часть дна, но не видеть кольца. Попросим кого-нибудь наполнить сосуд водой, не сдвигая его с места. После того, как уровень воды в сосуде поднимется до некоторой высоты, мы будем видеть лежащее на дне кольцо. Этот нехитрый опыт неизменно производит впечатление. Он хорошо демонстрирует явление *преломления* световых лучей на границе вода — воздух (рис. 1.1).

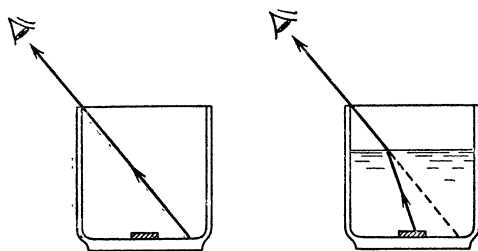


Рис. 1.1.

Описанный опыт с преломлением света известен давно. В 1557 г. в Париже вышел перевод «Катоптрики» Евклида (III в. до н. э.), в котором мы находим следующее утверждение: «Если какой-либо предмет поместить на дно сосуда и удалить сосуд от глаз наблюдателя настолько, что предмет не будет виден, то он вновь станет виден на этом расстоянии, если сосуд залить водой». Правда, рассматриваемый опыт не имеет прямого отношения к вопросам, исследуемым в книге Евклида. Книга посвящена катоптрике,

а катоптрикой в те времена назывался раздел оптики, относящийся к отражению света; преломление же изучалось в так называемой диоптрике. Высказывалось предположение, что опыт с кольцом на дне сосуда был, возможно, добавлен в книгу переводчиком. И все же не приходится сомневаться в том, что этому опыту около двадцати веков. Его описание имеется в других древних источниках и, в частности, в книге Клеомеда (50 г. н. э.) «Циклическая теория метеоров» (под термином «метеоры» объединяли тогда все небесные явления). Клеомед писал: «Разве не возможно, чтобы световой луч, проходя сквозь влажные слои воздуха, искривлялся, ...? Это было бы явлением такого же рода, как то, когда круг на дне сосуда, который не виден в пустом сосуде, становится видимым после заполнения сосуда водой».

Используя древний опыт, рассмотрим следующую вполне современную задачу. В цилиндрическом сосуде высота стенок равна диаметру дна. На центр дна положен диск, диаметр которого вдвое меньше диаметра дна сосуда. Наблюдатель видит лишь самый краешек дна (и, естественно, не видит лежащего на дне диска).

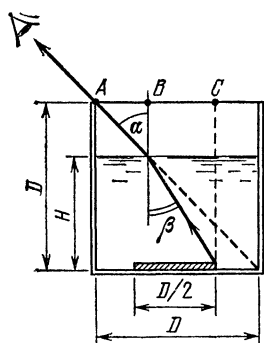


Рис. 1.2.

Какую часть объема сосуда надо заполнить водой, чтобы наблюдатель смог увидеть хотя бы краешек диска? Показатель преломления воды $n = 4/3$.

Обозначим через D диаметр дна сосуда, а через H высоту уровня воды в сосуде, когда наблюдателю становится виден край диска (рис. 1.2). Закон преломления световых лучей описывается соотношением

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n. \quad (1.1)$$

Перепишем равенство $AB + BC = AC$ в виде $(D - H) \operatorname{tg} \alpha + H \operatorname{tg} \beta = 3D/4$ или (с учетом того, что $\operatorname{tg} \alpha = 1$ по условию задачи)

$$\frac{D}{H} = 4(1 - \operatorname{tg} \beta). \quad (1.2)$$

Переходя от $\operatorname{tg} \beta$ к $\sin \beta$ и используя (1.1), получаем

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\sin \beta}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta}} = \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} = \frac{1}{\sqrt{2n^2 - 1}}. \quad (1.3)$$

Подставляя (1.3) в (1.2), находим

$$\frac{D}{H} = 4 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2n^2 - 1}} \right).$$

Поскольку $n = 4/3$, то $H/D = 0,67$. Таким образом, наблюдатель сможет увидеть край диска, когда объем воды составит 0,67 объема сосуда.

Опыты Птолемея. В рассмотренной задаче использовался закон преломления (1.1). Открытию этого закона предшествовали длительные исследования. Их начало следует отнести ко II в. н. э., когда Птолемей пытался экспериментально установить зависимость между углами, которые составляют падающий и преломленный лучи с перпендикуляром к границе раздела сред.

Птолемей применял диск, разделенный по окружности на 360 частей. В центре диска крепились концы двух линеек, которые можно было поворачивать вокруг точки крепления. Диск наполовину погружали в воду (рис. 1.3), а линейки устанавливали таким образом, чтобы при взгляде вдоль верхней казалось, что обе линейки составляют прямую линию. Птолемей устанавливал верхнюю линейку в разных положениях (отвечающих разным значениям угла α) и экспериментально отыскивал соответствующее положение нижней линейки (соответствующий угол β). Из измерений Птолемея следовало, что отношение $\sin \alpha / \sin \beta$ лежит в интервале значений от 1,25 до 1,34, т. е. не совсем постоянно. Таким образом, Птолемею не удалось найти правильный закон преломления света.

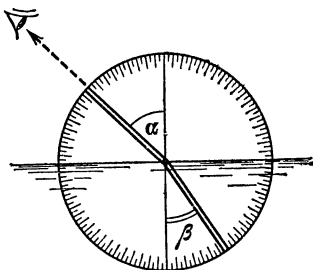


Рис. 1.3.

Установление закона преломления Снеллиусом. Прошло более четырех веков, прежде чем закон преломления был, наконец, установлен. В 1626 г. скончался голландский математик Снеллиус. В его бумагах была найдена работа, в которой был фактически сформулирован закон преломления. Для пояснения выводов работы Снеллиуса обратимся к рис. 1.4.

Пусть FO — граница двух сред; лучи падают на границу в точке O . На рисунке рассмотрены три луча (1, 2, 3); $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — углы падения этих лучей, $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ — углы преломления. В произвольно выбранной точке F границы раздела сред восстановим перпендикуляр FG . Обозначим через A_1, A_2, A_3 точки пересечения с этим перпендику-

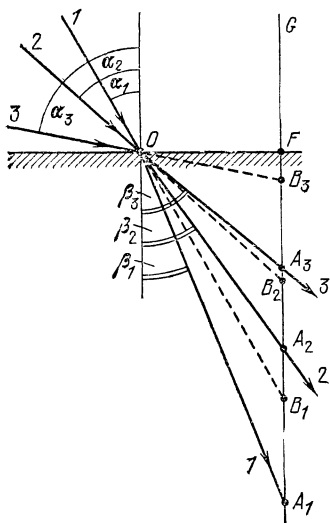


Рис. 1.4.

ляром преломленных лучей 1, 2, 3, а через B_1, B_2, B_3 — продолжений падающих лучей 1, 2, 3 (на рисунке эти продолжения лучей показаны штриховыми прямыми). Снеллиус экспериментально установил, что

$$\frac{OA_1}{OB_1} = \frac{OA_2}{OB_2} = \frac{OA_3}{OB_3}.$$

Таким образом, отношение длины преломленного луча от точки O до точки пересечения с прямой FG к длине продолжения падающего луча от точки O до пересечения с FG оказывается одинаковым

для всех лучей, падающих на границу раздела сред:

$$\frac{OA_i}{OB_i} = \text{const} \quad (1.4)$$

(индекс i фиксирует тот или иной световой луч).

Из (1.4) немедленно следует общепринятая формулировка закона преломления. Поскольку $OA_i \sin \beta_i = FO$ и $OB_i \sin \alpha_i = FO$, то из (1.4) получаем

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \beta_i} = \text{const}. \quad (1.5)$$

Итак, для любого падающего на границу двух сред луча отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина *постоянная* для рассматриваемых сред.

Объяснение закона преломления Декартом; ошибка Декарта. Однако по неизвестным причинам Снеллиус не опубликовал свою работу. Первая публикация, содержащая формулировку закона преломления, принадлежит не Снеллиусу, а известному французскому ученому Рене Декарту (1596—1650).

Декарт увлекался физикой, математикой, философией. Он был своеобразной и, безусловно, яркой личностью, вызывавшей немало противоречивых суждений. Некоторые из современников обвиняли Декарта в том, что он воспользовался неопубликованной работой Снеллиуса по преломлению света. Независимо от того, видел или не видел Декарт работу Снеллиуса, такое обвинение следует признать несостоятельным. Дело в том, что Декарт пришел к формулировке закона преломления, исходя из собственных представлений о свойствах световых лучей. Он вывел закон преломления *теоретически* — на основе предположения о различии скорости света в разных средах.

Любопытно, что Декарт сформулировал закон преломления, используя ошибочное предположение о том, что скорость света возрастает при переходе из воздуха в более плотную среду. Сегодня представления Декарта о природе света кажутся нам весьма путанными и наивными. Он рассматривал распространение света как процесс передачи давления на окружающую все тела и проникающую в них эфирную материю. В его работе, озаглавленной «Диоптрика», можно прочесть: «Поскольку нет пустоты в природе и поскольку во всех телах имеются поры, постольку необходимо, чтобы эти поры были заполнены материей, весьма разреженной и текучей, которая непрерывно распространяется от небесных светил до нас... Свет есть не что иное, как некоторое движение или воздействие, полученное в весьма разреженной материи, заполняющей поры других тел». Рассматривая преломление света, Декарт использовал аналогию с мячом, который бросают в воду. Он утверждал, что «действие лучей света следует тем же законам, что и движение мяча».

Идеи Декарта, относящиеся к преломлению света, иллюстрирует рис. 1.5. Пусть v_1 — скорость передачи светового давления в первой среде, а v_2 — во второй. Декарт разлагал оба вектора на две составляющие —

параллельно границе раздела сред (x -составляющие) и перпендикулярно к этой границе (y -составляющие). Он полагал, что при переходе света из одной среды в другую изменяется только y -составляющая вектора v , причем в более плотной среде эта составляющая больше, чем в менее плотной. Иначе говоря,

$$v_{1x} = v_{2x}; \quad v_{1y} < v_{2y}. \quad (1.6)$$

Из рисунка видно, что

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_{1x}/v_1}{v_{2x}/v_2} = \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.7)$$

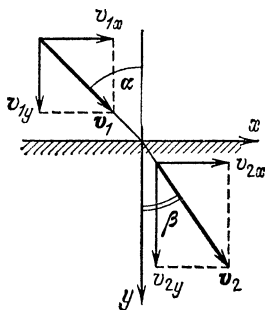


Рис. 1.5.

Основная ошибка Декарта заключается в том, что он полагал, будто в более плотной среде свет распространяется быстрее, чем в менее плотной, тогда как в действительности

все происходит *наоборот*. «Чем тверже частицы прозрачного тела, — приводил Декарт весьма туманные рассуждения, — тем легче они пропускают свет, ибо свет не должен выталкивать никаких частиц со своих мест, аналогично тому, как мяч выталкивает частицы воды, чтобы пробить себе путь через них...».

Ошибку Декарта исправили Гюйгенс и Фермá.

Принцип Гюйгенса. Знаменитый голландский физик и математик Христиан Гюйгенс (1629—1695) рассматривал распространение света как волновой процесс. Свет, полагал Гюйгенс, представляет собой волны в эфирной материи.

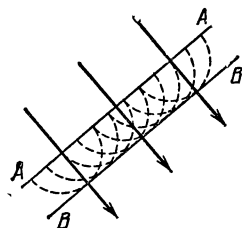


Рис. 1.6.

Процесс распространения световых волн он рассматривал следующим образом. Предположим, что световая волна является плоской; сечение ее фронта (или, иначе говоря, волновой поверхности) есть прямая линия. Пусть

это будет прямая AA' на рис. 1.6. Во все точки прямой AA' свет приходит одновременно и, согласно Гюйгенсу, все эти точки начинают одновременно действовать как точечные источники вторичных сферических волн. Как подчеркивал Гюйгенс в своем «Трактате о свете»,

«...свет распространяется последовательными сферическими волнами». Через некоторый промежуток времени Δt фронты этих волн будут создавать картину, показанную на рис. 1.6 штриховыми полукругностями. Проведем огибающую указанных фронтов; это есть прямая BB . Она соответствует новому положению фронта плоской световой волны. Можно сказать, что за время Δt фронт световой волны переместился из положения AA в положение BB . Естественно, что все точки прямой BB также могут рассматриваться как источники вторичных световых волн. Стрелками на рисунке показаны световые лучи. В каждой точке пространства световой луч *перпендикулярен* к волновому фронту, проходящему через эту точку.

Такой метод построения последовательных положений волнового фронта (волновой поверхности) вошел в историю науки как *метод Гюйгенса*. Его называют также *принципом Гюйгенса* и формулируют так: *каждая точка, до которой доходит световое возмущение, становится в свою очередь центром вторичных волн; поверхность, огибающая в некоторый момент времени эти вторичные волны, указывает положение к этому моменту фронта действительно распространяющейся волны.*

Принцип Гюйгенса и закон преломления. Гюйгенс вывел закон преломления света, используя указанный выше принцип (рис. 1.7). Пусть на поверхность A_1A_4 , разделяющую две среды, например воздух и воду, падает плоская световая волна, характеризующаяся углом падения α . Обозначим через v_1 скорость света в первой среде (в воздухе), а через v_2 — во второй (в воде). Как правильно полагал Гюйгенс, $v_1 > v_2$. На рисунке стрелками показаны четыре световых луча, штриховой прямой A_1B_1 — положение волнового фронта в момент, когда луч I достигает границы раздела сред. В тот же момент точка A_1 превращается, по Гюйгенсу, в источник вторичной сферической волны. Заметим, что эта волна распространяется как в

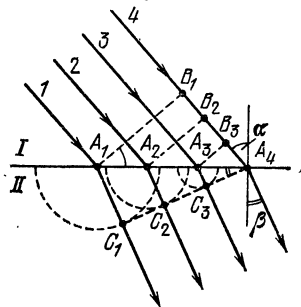


Рис. 1.7.

первой среде, так и во второй, порождая соответственно отраженный и преломленный световые пучки; ограничимся рассмотрением только преломления. Штриховой полуокружностью с центром в A_1 изображен на рисунке фронт рассматриваемой сферической волны через промежуток времени Δt_1 , в течение которого луч 4 проходит от B_1 до A_4 . Очевидно, что

$$\Delta t_1 = \frac{B_1 A_4}{v_1} = \frac{A_1 C_1}{v_2}. \quad (1.8)$$

В момент, когда границы раздела сред достигает луч 2, источником вторичной волны становится точка A_2 . Штриховая полуокружность с центром в A_2 есть фронт этой волны через промежуток времени Δt_2 , в течение которого луч 4 проходит от B_2 до A_4 ; $\Delta t_2 = B_2 A_4 / v_1 = A_2 C_2 / v_2$. В момент, когда границы раздела достигает луч 3, источником вторичной волны становится точка A_3 . Штриховая полуокружность с центром в A_3 — фронт этой волны через время Δt_3 , в течение которого луч 4 проходит от B_3 до A_4 ; $\Delta t_3 = B_3 A_4 / v_1 = A_3 C_3 / v_2$. Огибающая изображенных на рисунке полуокружностей есть прямая $C_1 A_4$; она соответствует волновому фронту преломленного светового пучка для момента времени, когда луч 4 достигает границы раздела сред. Из рисунка видно, что $\sin \alpha = \frac{B_1 A_4}{A_1 A_4}$, $\sin \beta = \frac{A_1 C_1}{A_1 A_4}$ и, следовательно, $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{B_1 A_4}{A_1 C_1}$. Используя (1.8), получаем отсюда

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (1.9)$$

В отличие от (1.7), здесь стоит правильное отношение скоростей.

Итак, один и тот же экспериментальный факт — установленное Снеллиусом постоянство отношения $\sin \alpha / \sin \beta$ — оказался объясненным на основе двух противоположных теоретических посылок: ошибочного предположения Декарта о том, что скорость света в плотной среде больше, чем в воздухе, и правильного противоположного предположения Гюйгенса. Мы видим, таким образом, что один и тот же эксперимент может быть привлечен для обоснования разных теоретических концепций. Разумеется, теория всегда опирается на эксперимент и проверяется им. Однако на

следует пытаться выдвигать новую теорию, опираясь лишь на *отдельные* эксперименты. Пример с Декартом — не единственный пример в истории физики, когда на основе недостаточного экспериментального материала пытались формулировать теории, которые не выдерживали последующей проверки практикой. Создание новой теории требует продуманной системы экспериментов, которая позволила бы испытать разные стороны теории, проверить ее на внутреннюю прочность и соответствие с другими известными фактами и теориями. Прекрасный пример в этом отношении — глубоко продуманная система опытов с призмами, выполненных великим Ньютоном, которая позволила ему создать свою знаменитую теорию происхождения цветов. Но об этом мы будем специально говорить позднее (в пятой беседе), а теперь вернемся к закону преломления.

Введем *показатель преломления* n для данной среды. Согласно современным представлениям,

$$n = \frac{c}{v}, \quad (1.10)$$

где c — скорость света в вакууме (эта фундаментальная физическая постоянная равна $2,9979 \cdot 10^8$ м/с), а v — скорость света в рассматриваемой среде. Используя (1.10) и (1.9), перепишем закон преломления света в виде

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (1.11)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления соответственно первой и второй сред. Если свет переходит из воздуха в плотную среду, например, воду или стекло, то в законе преломления можно принять скорость света в воздухе равной c , т. е. полагать, что показатель преломления воздуха равен единице. Тогда закон преломления принимает вид

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \quad (1.12)$$

где n — показатель преломления плотной среды.

Принцип Ферма (принцип наименьшего времени). Но возвратимся снова в XVII в. и познакомимся с исследованиями известного французского математика Пьера Ферма (1601—1665). Ферма заинтересовался

преломлением света немного ранее Гюйгенса. Он предложил общий принцип, позволяющий объяснить ход световых лучей в различных ситуациях и, в частности, при прохождении через границу двух сред. Этот принцип известен теперь как *принцип Ферма*, или *принцип наименьшего времени*. Он формулируется следующим образом: *действительный путь распространения света (траектория светового луча) есть путь, для прохождения которого свету требуется минимальное время по сравнению с другими мыслимыми путями между теми же точками.*

По-видимому, идея принципа возникла у Ферма в результате размышлений над утверждением Герона Александрийского (II в. до н. э.) о том, что свет при

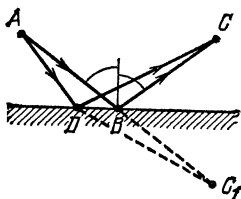


Рис. 1.8.

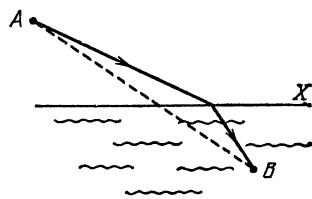


Рис. 1.9.

отражении идет из одной точки в другую по кратчайшему пути. Действительно, как легко убедиться, разглядев рис. 1.8, отвечающий закону отражения путь ABC из точки A в точку C короче любого иного пути, например, пути ADC . Ведь длина пути ABC равна длине отрезка прямой AC_1 , тогда как длина пути ADC равна длине ломаной линии ADC_1 (точка C_1 есть зеркальное изображение точки C).

Очевидно, что преломление света не подчиняется принципу кратчайшего пути. Размышляя над этим, Ферма предложил заменить принцип *кратчайшего пути* принципом *наименьшего времени*. Принцип Ферма очевидным образом объясняет отражение света. При этом (в отличие от принципа кратчайшего пути) он объясняет и преломление света.

В известных «Фейнмановских лекциях по физике» можно найти такой отрывок: «Чтобы убедиться, что путь по прямой здесь (т. е. при преломлении на границе двух сред) не самый быстрый, представим себе следующую ситуацию. Хорошенькая девушка падает

из лодки в воду в точке B и кричит, просит спасти. Линия X — это берег (рис. 1.9). Вы находитесь на суше в точке A и видите, что произошло. Вы умеете плавать и умеете бегать. Но бегаеы вы быстрее, чем плаваеы. Что вам делать? Бежать по прямой к берегу? Чуть поразмыслив, вы поймете, что выгоднее пробежать несколько дольше по берегу, чтобы уменьшить ваш путь в воде, потому что в воде вы будете двигаться гораздо медленнее».

Вывод закона преломления из принципа Ферма. А теперь попробуем рассуждать совершенно строго. Предположим, что плоскость S — граница раздела сред 1 и 2 с показателями преломления $n_1 = c/v_1$ и $n_2 = c/v_2$ (рис. 1.10, а); как обычно, полагаем, что $n_1 < n_2$. Выбраны две точки: над плоскостью S (точка A) и под плоскостью S (точка B). Заданы расстояния: $AA_1 = h_1$, $BB_1 = h_2$, $A_1B_1 = l$. Надо найти такой путь из A

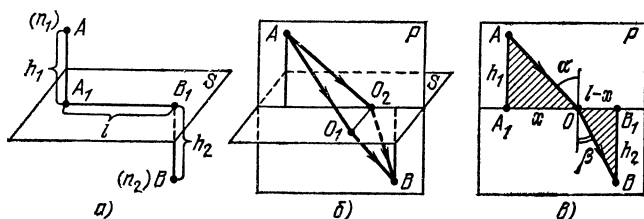


Рис. 1.10.

в B , чтобы время на его прохождение светом было наименьшим по сравнению со всеми другими мыслимыми путями. Ясно, что этот путь должен состоять из двух прямых отрезков — AO в среде 1 и OB в среде 2 ; точку O на плоскости S предстоит найти.

Из принципа Ферма следует прежде всего, что точка O должна находиться на пересечении плоскости S с плоскостью P , перпендикулярной к S и проходящей через точки A и B . Действительно, допустим, что указанная точка не лежит в плоскости P ; пусть это есть точка O_1 на рис. 1.10, б. Опустим из O_1 перпендикуляр O_1O_2 на плоскость P . Поскольку $AO_2 < AO_1$ и $BO_2 < BO_1$, то ясно, что на прохождение пути AO_2B затрачивается меньше времени, чем на прохождение пути AO_1B . Таким образом, пользуясь принципом Ферма, мы убеждаемся, что выполняются первый закон преломления: падающий и преломленный лучи лежат в одной плоскости с перпендикуляром, восстановленным к поверхности раздела из точки преломления луча. Это есть плоскость P на рис. 1.10, б; ее называют плоскостью падения.

Далее будем рассматривать световые лучи в плоскости падения (рис. 1.10, в). Обозначим A_1O через x ; тогда $OB_1 = l - x$.

Время T , требуемое для прохождения из A в O , а затем из O в B , есть

$$T = \frac{AO}{v_1} + \frac{OB}{v_2} = \frac{\sqrt{h_1^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{h_2^2 + (l-x)^2}}{v_2}. \quad (1.13)$$

Это время зависит от x . В соответствии с принципом Ферма величина x должна быть такой, чтобы время T оказалось наименьшим. Тот, кто знаком с основами математического анализа, знает, что при таком x производная dT/dx обращается в нуль:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{x}{v_1 \sqrt{h_1^2 + x^2}} - \frac{l-x}{v_2 \sqrt{h_2^2 + (l-x)^2}} = 0. \quad (1.14)$$

Поскольку $\frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} = \sin \alpha$ и $\frac{l-x}{\sqrt{h_2^2 + (l-x)^2}} = \sin \beta$, то, следовательно,

$$\frac{\sin \alpha}{v_1} - \frac{\sin \beta}{v_2} = 0. \quad (1.15)$$

Из (1.15) немедленно следует второй закон преломления, описываемый соотношением (1.9).

Правда, сам Ферма не мог использовать соотношение (1.14), ведь аппарат математического анализа был развит позднее — благодаря исследованиям Ньютона и Лейбница. Для вывода закона преломления света Ферма применил разработанный им метод отыскания минимумов и максимумов, который, по сути дела, соответствовал появившемуся позднее методу отыскания минимума (максимума) функции посредством ее дифференцирования и приравнивания нулю полученной производной.

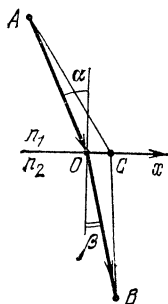


Рис. 1.11.

Применение принципа Ферма.

Принцип Ферма можно продемонстрировать, рассматривая следующий пример. Пусть световой луч приходит из A в B , пересекая границу раздела сред с показателями преломления n_1 и n_2 (рис. 1.11). Положим $AO = OB = l$. Направим вдоль границы раздела дела ось x , выбрав начало координат в точке O пересечения луча с границей. Проведем произвольную ломаную ACB (точка C должна лежать на границе раздела сред). В соответствии с принципом Ферма время, которое потребовалось бы свету для прохождения пути ACB , будет при любых значениях $x = OC$ больше времени, требуемого для прохождения вдоль реализуемой на практике траектории AOB (для которой

$\sin \alpha / \sin \beta = n_2 / n_1$). Убедимся в этом, рассматривая для простоты достаточно малые значения x .

Используя теорему синусов для треугольников $АОС$ и $ВОС$, получаем

$$\begin{aligned} AC &= \sqrt{l^2 + x^2 + 2lx \sin \alpha} = l\sqrt{1 + (\eta^2 + 2\eta \sin \alpha)}; \\ CB &= l\sqrt{1 + (\eta^2 - 2\eta \sin \beta)} \quad (\eta = x/l). \end{aligned} \quad (1.16)$$

Напомним приближенное соотношение $\sqrt{1 + \gamma} = 1 + \gamma/2$, справедливое при $\gamma \ll 1$. Поскольку мы полагаем, что $x \ll l$ и, следовательно, $\eta \ll 1$, то можно воспользоваться приведенным выше приближенным соотношением и переписать (1.16) в виде

$$\begin{aligned} AC &= l(1 + \eta \sin \alpha + \eta^2/2); \\ CB &= l(1 - \eta \sin \beta + \eta^2/2). \end{aligned} \quad (1.17)$$

Время T , требуемое свету для прохождения $АОВ$, есть $T = l(n_1 + n_2)/c$. Обозначим через T_x время, которое потребовалось бы свету для прохождения пути $АСВ$: $T_x = (AC \cdot n_1 + CB \cdot n_2)/c$. Подставляя сюда (1.17) и используя (1.11), получаем (с учетом того, что $\eta = x/l$)

$$T_x = \frac{l}{c}(n_1 + n_2) + \frac{1}{2} \frac{l}{c} \left(\frac{x}{l} \right)^2 (n_1 + n_2) = T + Dx^2.$$

Видно, что $T_x > T$ при любом знаке x . Это и нужно было показать.

Поработаем с принципом Ферма, решая следующую задачу. *На дне водоема глубиной H лежит монета. Мы смотрим на монету по вертикали сверху. Каково кажущееся расстояние от поверхности воды до монеты? Показатель преломления n воды известен.*

На рис. 1.12, а показан с большим увеличением хрусталик глаза наблюдателя. В него входят два световых луча от монеты — один идет строго по вертикали (он не преломляется), другой идет под очень малым углом β к вертикали (этот луч испытывает преломление на границе воды и воздуха). Наблюдатель будет видеть монету в той точке, где сходятся пролонгации расходящихся лучей, приходящих в глаз. Из рисунка видно, что это есть точка C . Значит, искомое кажущееся расстояние от поверхности воды до монеты равно OC ; оно обозначено как y .

Чтобы найти y , надо знать соотношение между углами α и β . Его дает закон преломления: $\sin \alpha / \sin \beta = n$. Поскольку здесь углы α и β очень малы, то можно спокойно пользоваться приближенными соотношениями:

$$\sin \alpha = \text{tg } \alpha = \alpha, \quad \sin \beta = \text{tg } \beta = \beta \quad (1.18)$$

(отметим, что в (1.18) углы должны измеряться не в градусах или минутах, а в радианах). Таким образом, в рассматриваемом случае закон преломления выглядит особенно просто:

$$\frac{\alpha}{\beta} = n. \quad (1.19)$$

Из простых геометрических соображений (см. рисунок) следует, что $H\beta = x$ и $y\alpha = x$; следовательно, $H\beta = y\alpha$. Отсюда, с учетом (1.19), находим

$$y = \frac{H}{n}. \quad (1.20)$$

Как видим, задача оказалась довольно простой при условии, что нам известен закон преломления. Предположим теперь, что закон преломления неизвестен. Воспользуемся принципом Ферма, который позволит нам получить (1.19) и тем самым решить данную задачу.

Световой луч идет из точки A в точку B ; пусть $OD = h$, $DB = l$ (см. рис. 1.12, б). Обозначим через O_1 точку, в которой происходит преломление луча; $OO_1 = x$. Надо найти такой отрезок x , чтобы нахождение пути AO_1B требовалось наименьшее время. Время T прохождения рассматриваемого пути описывается соотношением

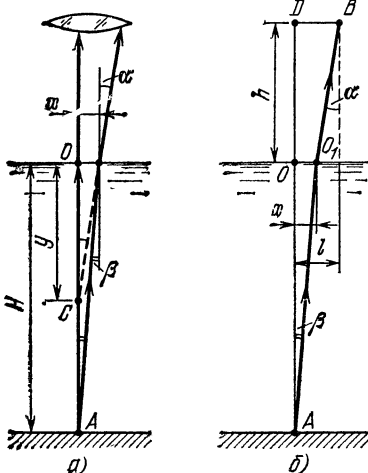


Рис. 1.12.

$$T = \frac{n}{c} \frac{H}{\cos \beta} + \frac{1}{c} \frac{h}{\cos \alpha}, \quad (1.21)$$

где c — скорость света в вакууме (здесь полагаем, что такова же скорость света в воздухе). Используя (1.18), представим

$$\cos \beta = 1 - 2 \sin^2 \frac{\beta}{2} = 1 - \frac{1}{2} \beta^2; \quad \cos \alpha = 1 - \frac{1}{2} \alpha^2. \quad (1.22)$$

Учтем также, что при $\xi \ll 1$ справедливо приближенное соотношение

$$\frac{1}{1 - \xi} = 1 + \xi. \quad (1.23)$$

С учетом (1.22) и (1.23) преобразуем (1.21) к виду

$$T = \frac{nH}{c} \left(1 + \frac{\beta^2}{2} \right) + \frac{h}{c} \left(1 + \frac{\alpha^2}{2} \right).$$

Поскольку

$$\alpha = \frac{l-x}{h}; \quad \beta = \frac{x}{H}, \quad (1.24)$$

то, следовательно,

$$T = \frac{nH}{c} \left(1 + \frac{x^2}{2H^2} \right) + \frac{h}{c} \left[1 + \frac{(l-x)^2}{2h^2} \right].$$

Надо найти x , при котором T будет наименьшим. Иначе говоря, надо найти x , при котором принимает наименьшее значение функция

$$y(x) = n \frac{x^2}{H} + \frac{(l-x)^2}{h} = \frac{nh+H}{hH} x^2 - 2 \frac{l}{h} x + \frac{l^2}{h}.$$

Известно, что x -координата вершины параболы $y = ax^2 + bx + c$ есть $b/2a$. Следовательно, искомое значение x равно

$$x = \frac{lH}{nh+H}. \quad (1.25)$$

Подставляя (1.25) в (1.24), находим $\alpha = \frac{ln}{nh+H}$, $\beta = \frac{l}{nh+H}$, откуда следует, что $\alpha/\beta = n$.

Полное внутреннее отражение света; предельный угол отражения. До сих пор, рассматривая преломление света на границе двух сред, мы фактически не обращали внимания на то, что одновременно с преломлением обычно наблюдается также отражение света от границы. Строго говоря, оба явления (преломление и отражение света) должны рассматриваться *совместно*. Это убедительно показал выдающийся французский ученый Огюст Френель (1788—1827), получивший соотношения для интенсивности преломленного и отраженного световых пучков с учетом интенсивности падающего пучка, величины угла падения, а также поляризации света. Эти соотношения известны сегодня как *формулы Френеля*; они сохранили свой вид и в современной оптике.

Формулы Френеля выходят за рамки книги, поскольку для их объяснения пришлось бы использовать электромагнитную теорию света. К тому же такая характеристика света, как его поляризация, требует специального обсуждения. Поэтому ограничимся чисто качественными замечаниями о взаимосвязи интенсивности преломленного и отраженного световых пучков, рассматривая случай перехода света из среды с более высоким n в среду с меньшим показателем

преломления (иначе говоря, из оптически более плотной в оптически менее плотную среду). Этот случай представляет особый интерес, так как приводит к явлению *полного внутреннего отражения*.

На рис. 1.13 представлены четыре случая, отвечающие разным значениям угла падения α светового пучка. Свет падает на границу сред с показателями преломления n_1 и n_2 , переходя из среды с n_2 в среду

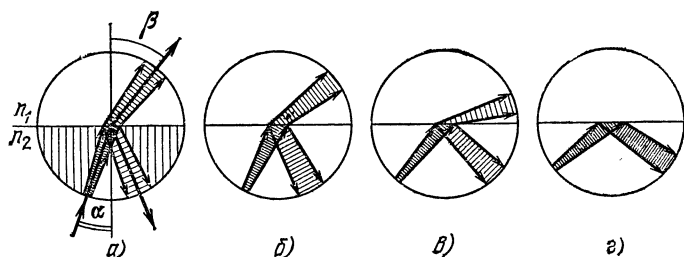


Рис. 1.13.

с n_1 , причем $n_2 > n_1$. По мере увеличения угла падения интенсивность преломленного пучка уменьшается, тогда как интенсивность отраженного пучка растет. Когда угол падения, увеличиваясь, достигает значения

$$\alpha_0 = \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \right), \quad (1.26)$$

угол преломления β принимает значение, равное 90° , что непосредственно вытекает из закона преломления $\sin \alpha / \sin \beta = n_1 / n_2$. Угол α_0 называют *предельным углом*. По мере приближения α к α_0 интенсивность преломленного пучка уменьшается, обращаясь в нуль при $\alpha = \alpha_0$. При $\alpha \geq \alpha_0$ световой пучок полностью отражается от границы (рис. 1.13, г). В этом случае говорят о полном внутреннем отражении света.

Подчеркнем, что нельзя утверждать, будто по достижении предельного угла преломленный луч скачком «превращается» в отраженный. В действительности здесь нет никакого скачка. По мере того как угол α приближается к предельному углу, интенсивность преломленного луча, *непрерывно* уменьшаясь, обращается в нуль, а интенсивность отраженного

луча, непрерывно возрастая, становится равной интенсивности падающего луча. В связи с этим еще раз обратим внимание на необходимость совместного рассмотрения явлений преломления и отражения света.

Заметим, что полное внутреннее отражение является более совершенным (более полным), чем отражение от специально изготовляемых металлических зеркал, где всегда происходит некоторое поглощение энергии падающего пучка.

С явлением полного внутреннего отражения света неизбежно встречается водолаз, погрузившийся под воду. Рассмотрим следующую задачу. Водолаз ростом h стоит на дне водоема на глубине H . Найти минимальное расстояние от точки, где стоит водолаз, до тех точек дна, которые он может увидеть в результате внутреннего отражения от поверхности воды. Показатель преломления воды $n = 4/3$.

Обозначим искомое расстояние через L ; A — самая близкая к водолазу точка дна, которую он может увидеть за счет полного внутреннего отражения. Ход светового луча из точки A в глаз водолаза показан на рис. 1.14. Предельный угол α_0 определяется соотношением

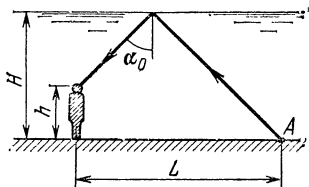


Рис. 1.14.

$$\sin \alpha_0 = \frac{1}{n}. \quad (1.27)$$

Из рисунка видно, что

$$L = h \operatorname{tg} \alpha_0 + 2(H - h) \operatorname{tg} \alpha_0. \quad (1.28)$$

Учитывая, что $\operatorname{tg} \alpha_0 = \sin \alpha_0 / \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0}$ и используя (1.27), преобразуем (1.28) к виду $L = (2H - h) / \sqrt{n^2 - 1}$. Таким образом, $L = (3/\sqrt{7})(2H - h)$.

Графический метод построения преломленных лучей. Существует довольно простой метод практического построения преломленных лучей. Этот метод иллюстрирует рис. 1.15; верхняя часть рисунка относится к случаю, когда свет идет из среды с меньшим показателем преломления n_1 в среду с большим показателем n_2 , а нижняя часть относится к обратному случаю. На рисунке выбраны $n_1 = 1,4$ и $n_2 = 1,8$.

Начнем с верхней части рисунка. На ней показаны две окружности с общим центром в точке O на границе раздела сред; радиусы окружностей относятся

как показатели преломления сред. Пусть окружность 1 есть окружность с радиусом, пропорциональным n_1 , а окружность 2 — с радиусом, пропорциональным n_2 . Изобразим падающий световой луч с углом падения α ; он пересекает окружность 1 в точке A. Проводим из A горизонтальную прямую и находим точку B,

в которой она пересекается с окружностью 2. Затем из B проводим вниз вертикаль до пересечения с окружностью 1 (в точке C). Искомый преломленный луч будет проходить через точку C. Чтобы убедиться в этом, достаточно записать следующие соотношения:

$$\sin \alpha = \frac{AO_1}{AO};$$

$$\sin \beta = \frac{O_1B}{OC};$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{OC}{AO} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Аналогичные рассуждения проводятся в случае, который изображен в нижней части рисунка. Там пред-

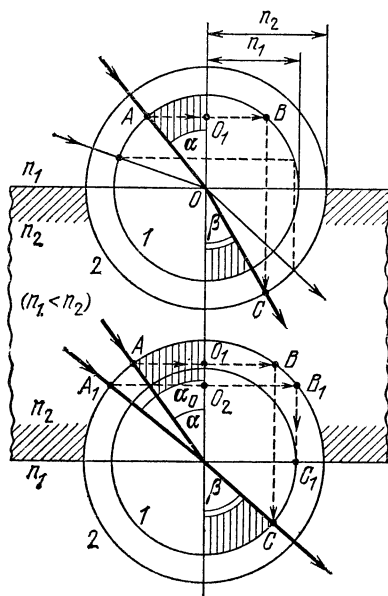


Рис. 1.15.

ставлены те же самые окружности 1 и 2. Только теперь точки A и B находятся не на окружности 1, а на окружности 2, тогда как точка C находится на окружности 1, а не на окружности 2. Предположим, что падающий луч идет под таким углом (угол α_0), при котором отрезок от точки пересечения луча с окружностью 2 до вертикали OO_1 (отрезок A_1O_2) равен радиусу окружности 1. В этом случае преломленный луч должен был бы пройти через точку C_1 . Угол α_0 есть предельный угол: $\sin \alpha_0 = A_1O_2/A_1O = n_1/n_2$.

Излучение Вавилова — Черенкова и законы преломления и отражения света. В заключение остановимся на весьма интересной аналогии между законами преломления и отражения света, с одной сто-

роны, и закономерностью, которой подчиняется излучение Вавилова — Черенкова, с другой стороны. Как известно, открытый в 1934 г. эффект Вавилова — Черенкова заключается в том, что электрон, движущийся в некоторой среде со скоростью, превышающей скорость света в этой среде, порождает специфическое излучение (излучение Вавилова — Черенкова). Фронт этого излучения можно построить, используя

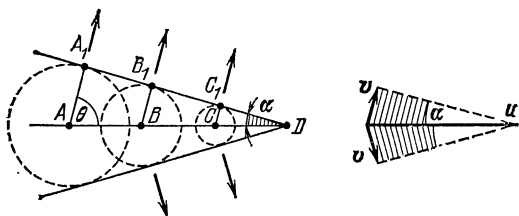


Рис. 1.16.

принцип Гюйгенса. На рис. 1.16 показаны четыре последовательных положения движущегося электрона: A, B, C, D ($AB = BC = CD$). Электрон движется со скоростью u и проходит расстояние от A до D за время $\Delta t = AD/u$. Каждая точка траектории электрона может рассматриваться как источник сферической световой волны, который начинает действовать в момент прохождения электрона через данную точку. Световые волны, порождаемые электроном, распространяются со скоростью v ; напомним, что в данном случае $v < u$. Фронты этих волн, зафиксированные в момент, когда электрон достиг точки D , показаны окружностями на рисунке. Радиусы изображенных окружностей: $AA_1 = v \cdot \Delta t$, $BB_1 = 2v \cdot \Delta t/3$, $CC_1 = v \cdot \Delta t/3$; огибающие фронтов сферических волн представляют собой прямые линии (A_1D и A_2D), составляющие с направлением движения электрона угол α . Легко видеть, что этот угол удовлетворяет соотношению

$$\sin \alpha = \frac{AA_1}{AD} = \frac{v}{u}. \quad (1.29)$$

Таким образом, рассматриваемое излучение реализуется в виде двух плоских волн, распространяющихся под углом $\theta = 90^\circ - \alpha$ к направлению движения электрона.

Интересно, что условие излучения Вавилова — Черенкова (1.29) можно применить не только к быстро движущемуся по среде электрону, но и к любому иному «сверхсветовому» источнику. Предположим, что на границу раздела двух сред с показателями преломления $n_1 = c/v_1$ и $n_2 = c/v_2$ падает плоская световая волна под углом α (рис. 1.17). Точка A — след линии пересечения фронта падающей световой

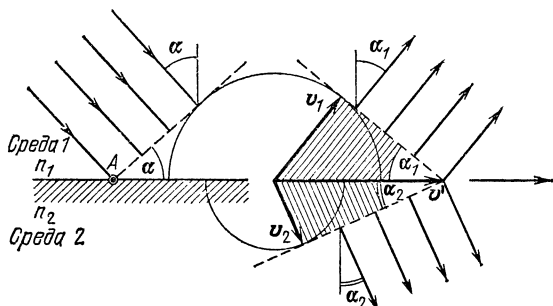


Рис. 1.17.

волны с плоскостью, разграничивающей среды. Эта точка перемещается вдоль x -оси (вдоль границы сред) со скоростью

$$v' = \frac{v_1}{\sin \alpha}. \quad (1.30)$$

Скорость v' больше скорости света как в среде 1, так и в среде 2 (последнее не выполняется лишь в тех случаях, когда $n_1 > n_2$ и при этом угол падения больше предельного угла). Поэтому как в среде 1, так и в среде 2 будет порождаться излучение Вавилова — Черенкова. Фронты этого излучения образуют с x -осью углы α_1 (в среде 1) и α_2 (в среде 2); эти углы различны, поскольку различны скорости света в рассматриваемых средах. В соответствии с (1.29) можем записать

$$\sin \alpha_1 = \frac{v_1}{v'}; \quad (1.31)$$

$$\sin \alpha_2 = \frac{v_2}{v'}. \quad (1.32)$$

Подставляя (1.30) в (1.31), получаем $\sin \alpha_1 = \sin \alpha$, т. е. приходим к закону отражения света. Подставляя

(1.30) в (1.32), получаем $\sin \alpha_2 = (v_2/v_1) \sin \alpha$, что соответствует закону преломления света. Таким образом, выявляется любопытная аналогия между явлением излучения Вавилова — Черенкова и явлениями отражения и преломления света на границе двух сред (на эту аналогию обратил внимание академик И. М. Франк). Отраженная и преломленная световые волны могут рассматриваться как излучение Вавилова — Черенкова, порождаемое в граничащих друг с другом средах «сверхсветовым» источником, представляющим собой быстро перемещающуюся линию пересечения фронта падающей световой волны с границей раздела сред.

Если $n_2 < n_1$ и при этом угол падения света на границу сред удовлетворяет условию $\sin \alpha > n_2/n_1$, то определяемая соотношением (1.30) скорость v' оказывается меньше скорости света в среде 2. В этом случае: $v_1 < v' < v_2$. Поэтому излучение Вавилова — Черенкова будет порождаться только в среде 1, что, как легко сообразить, соответствует явлению полного внутреннего отражения.

К КАКИМ ОБМАНАМ ЗРЕНИЯ ПРИВОДИТ РЕФРАКЦИЯ СВЕТА В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ?

Рефракция света в атмосфере; угол рефракции. В предыдущей беседе мы предполагали, что скорость света в воздухе равна скорости света в вакууме, т. е. считали, что показатель преломления воздуха равен единице. В действительности такое предположение является приближенным. Оно оправдано, если рассматривается переход светового луча через границу между воздухом и водой или воздухом и стеклом. Однако оно становится неправомерным при рассмотрении распространения света через земную атмосферу. При этом необходимо учитывать не только то, что показатель преломления немного больше единицы, но и то, что он изменяется от точки к точке соответственно изменению плотности воздуха. Атмосфера представляет собой оптически неоднородную среду, поэтому траектория светового луча в атмосфере, строго говоря, всегда в какой-то степени криволинейна. Искривление световых лучей при прохождении через атмосферу называют *рефракцией* света в атмосфере.

Различают *астрономическую* и *земную* рефракцию. В первом случае рассматривается искривление световых лучей, приходящих к земному наблюдателю от небесных тел (Солнца, Луны, звезд). Во втором случае рассматривается искривление лучей, приходящих к наблюдателю от земных объектов. В обоих случаях вследствие искривления световых лучей наблюдатель может видеть объект не в том направлении, которое соответствует действительности; объект может казаться искаженным. Возможно наблюдение объекта даже тогда, когда тот фактически находится за линией горизонта. Таким образом, рефракция света в земной атмосфере может приводить к своеобразным *обманам зрения*.

Допустим на минуту, что атмосфера состоит из набора оптически однородных горизонтальных слоев одинаковой толщины; показатель преломления скачком меняется от одного слоя к другому, постепенно увеличиваясь в направлении от верхних слоев к нижним. Такая чисто умозрительная ситуация показана на рис. 2.1, а, где атмосфера представлена в виде

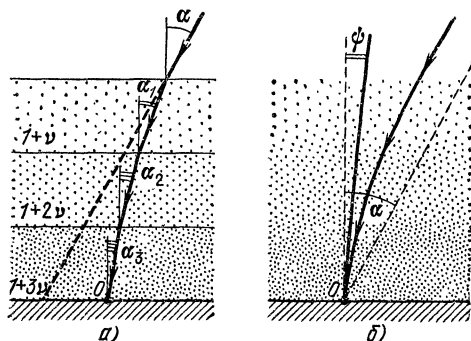


Рис. 2.1.

трех слоев с показателями преломления $1 + v$, $1 + 2v$, $1 + 3v$, где $v \ll 1$. Траектория светового луча, приходящего к земному наблюдателю от некоторого небесного тела, есть в данном случае ломаная линия, причем

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_1} = 1 + v; \quad \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{1 + 2v}{1 + v}; \quad \frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_3} = \frac{1 + 3v}{1 + 2v}.$$

В действительности плотность атмосферы, а следовательно, и ее показатель преломления изменяются с высотой не скачками, а непрерывно. Поэтому траектория светового луча представляет собой не ломаную, а кривую линию. Такая траектория показана на рис. 2.1, б. Предположим, что изображенный на рисунке луч приходит к наблюдателю от некоторого небесного объекта. Если бы не было рефракции света в атмосфере, то этот объект был бы виден наблюдателю под углом α (угол α рассматривается по отношению к вертикали; его называют зенитным расстоянием объекта). Вследствие рефракции наблюдатель видит объект не под углом α , а под углом ϕ .

Поскольку $\psi < \alpha$, то объект кажется находящимся *выше* над горизонтом, чем это есть на самом деле. Иначе говоря, наблюдаемое зенитное расстояние объекта меньше действительного зенитного расстояния. Разность $\Omega = \alpha - \psi$ называют *углом рефракции*.

Ранние представления о рефракции света в атмосфере. Первые упоминания о рефракции света в атмосфере относятся, по-видимому, к I в. н. э. В уже цитированном труде Клеомеда «Циклическая теория метеоров» читаем: «Разве не возможно, чтобы световой луч, проходя сквозь влажные слои воздуха, искривлялся, почему и Солнце кажется находящимся над горизонтом уже после того, как оно в действительности зашло за горизонт?» Во II в. н. э. Птолемей справедливо указывал, что рефракция должна отсутствовать для лучей, идущих от объекта, находящегося в зените, и должна постепенно увеличиваться по мере того, как объект приближается к линии горизонта (т. е. по мере того, как возрастает зенитное расстояние). Рефракцией света в атмосфере интересовался видный арабский ученый XI в. Ибн Аль-Хайтан, известный на Западе под именем Альхазена. Он отмечал, что вследствие рефракции света длительность дневной части суток немного увеличивается. Используя удлинение дня, обусловленное рефракцией, Альхазен пытался вычислить высоту земной атмосферы.

Рефракция света по Кеплеру. Знаменитый немецкий ученый Иоганн Кеплер (1571—1630) в своем труде, скромно озаглавленном «Дополнение к Вителлию», разработал теорию рефракции света, предполагая, что атмосфера есть однородный слой некоторой толщины H , имеющий на всех высотах *одинаковую* плотность. Не надо удивляться такому предположению, поскольку во времена Кеплера воздух считался невесомым; пройдет почти полвека, прежде чем Торричелли докажет, что давление воздуха убывает с высотой.

Рефракция света в атмосфере по Кеплеру показана на рис. 2.2; здесь R — радиус Земли, H — высота воздушного слоя, образующего атмосферу. Угол $\Omega = \alpha_1 - \alpha_2$ есть угол рефракции. Показанный на рисунке световой луч преломляется лишь при входе в слой атмосферы (в точке A). Применяя теорему си-

нусов к треугольнику O_1OA , получаем $\frac{O_1A}{\sin(180^\circ - \psi)} = \frac{O_1O}{\sin \alpha_2}$ или, иначе, $\frac{R+H}{\sin \psi} = \frac{R}{\sin \alpha_2}$. Учитывая, что $\alpha_2 = \alpha_1 - \Omega$, находим

$$\sin(\alpha_1 - \Omega) = \frac{R \sin \psi}{R + H}. \quad (2.1)$$

Исходя из оценок Альхазена, Кеплер принял $H/R = 0,014$ и, применяя формулу (2.1), вычислил для $\psi = 90^\circ$ угол $\alpha_1 - \Omega$. Он оказался равным $80^\circ 29'$, т. е. заметно меньше, чем следовало ожидать на основе известных в то время экспериментальных данных. Для получения согласия с данными наблюдений следовало взять в формуле (2.1) существенно меньшее значение H/R (равное примерно 0,001). Кеплер сделал отсюда вывод, что рефракция света обусловлена только той частью атмосферы, которая непосредственно примыкает к земной поверхности и имеет высоту не более 5 км. Можно сказать, что в руках Кеплера был ключ к открытию убывания плотности воздуха с высотой; однако он так и не сделал решающего шага.

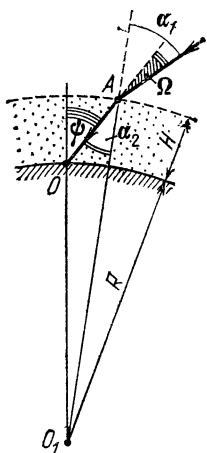


Рис. 2.2.

Согласно современным данным *максимальный* угол рефракции (угол рефракции при $\psi = 90^\circ$) составляет $35'$. Когда мы, любуясь на морском берегу закатом Солнца, видим, как нижний край светила коснулся линии горизонта, мы обычно не сознаем, что в действительности в данный момент этот край светила уже находится на $35'$ ниже линии горизонта. Интересно, что верхний край солнечного диска приподнимается рефракцией слабее — только на $29'$ (ведь рефракция уменьшается с уменьшением зенитного расстояния). Поэтому заходящее Солнце кажется немного сплюснутым по вертикали (рис. 2.3).

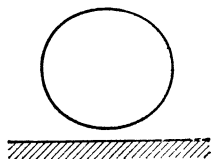
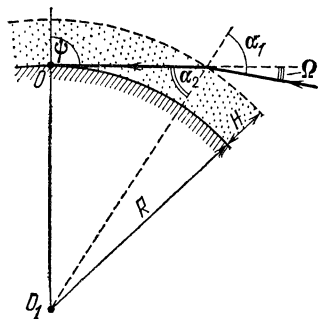


Рис. 2.3.

Вообразим на минуту, что мы живем во времена Кеплера и при этом знаем, что при $\psi = 90^\circ$ угол рефракции $\Omega = 35'$. Предположим также, что нам известен показатель преломления воздуха вблизи поверхности Земли: $n = 1 + \nu$, где $\nu = 2,92 \cdot 10^{-4}$. Этот результат соответствует температуре 15°C и нормальному атмосферному давлению.

Далее воспользуемся кеплеровской моделью однородной атмосферы и найдем отношение H/R высоты атмосферы к радиусу земного шара. Иными словами, решим следующую задачу: *полагая атмосферу оптически однородной и имеющей показатель преломления $1 + \nu = 1 + 2,92 \cdot 10^{-4}$, найти отношение высоты атмосферы к радиусу земного шара, если известно, что максимальный угол рефракции составляет $35'$.*



Ситуация, рассматриваемая в задаче, изображена на рис. 2.4. Вводя обозначение $H/R = \xi$ и полагая $\psi = 90^\circ$, перепишем (2.1):

Рис. 2.4.

$$\sin(\alpha_1 - \Omega) = \frac{1}{1 + \xi}. \quad (2.2)$$

Дополним это соотношение законом преломления на границе атмосферы:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin(\alpha_1 - \Omega)} = 1 + \nu. \quad (2.3)$$

В результате приходим к системе уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \sin(\alpha_1 - \Omega) &= \gamma, \\ \sin \alpha_1 &= (1 + \nu) \gamma, \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

где $\gamma = 1/(1 + \xi)$. Используя формулу для синуса разности углов, преобразуем первое уравнение системы (2.4) к виду

$$\sin \alpha_1 \cos \Omega - \sin \Omega \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_1} = \gamma.$$

Подставляя сюда $\sin \alpha_1$ из второго уравнения системы (2.4), получаем

$$(1 + \nu) \gamma \cos \Omega - \gamma = \sin \Omega \sqrt{1 - (1 + \nu)^2 \gamma^2}. \quad (2.5)$$

Поскольку угол Ω весьма мал, воспользуемся приближенными формулами (1.18) и (1.22):

$$\sin \Omega = \Omega, \quad \cos \Omega = 1 - \frac{\Omega^2}{2}, \quad (2.6)$$

после чего (2.5) преобразуется к виду

$$\left(\nu - \frac{\Omega^2}{2}\right) \gamma = \Omega \sqrt{1 - (1 + 2\nu) \gamma^2} \quad (2.7)$$

(попутно мы воспользовались тем, что $v \ll 1$ и поэтому $(1+v)^2 = 1+2v$). Подчеркнем, что в (2.6) угол Ω должен измеряться не в градусах и минутах, а в радианах. Для перевода $35' = (7/12)^\circ$ в радианы надо воспользоваться пропорцией

$$\frac{\pi}{180} = \frac{\Omega}{7/12}, \quad (2.8)$$

откуда следует, что $\Omega = 1,02 \cdot 10^{-2}$ рад.

Возведя в квадрат обе стороны равенства (2.7) и выполнив затем несложные алгебраические преобразования, находим

$$\frac{1}{\gamma^2} = 1 + v + \left(\frac{v}{\Omega}\right)^2 + \left(\frac{\Omega}{2}\right)^2. \quad (2.9)$$

Учитывая, что $1/\gamma^2 = (1+\xi)^2 = 1+2\xi$, получаем окончательно

$$2\xi = v + \left(\frac{v}{\Omega}\right)^2 + \left(\frac{\Omega}{2}\right)^2. \quad (2.10)$$

Подставляя в (2.10) $v = 2,92 \cdot 10^{-4}$ и $\Omega = 1,02 \cdot 10^{-2}$, находим $\xi = 5,7 \cdot 10^{-4}$. Примем радиус земного шара равным $R = 6380$ км. Отсюда следует, что высота атмосферы (в рамках модели Кеплера) должна равняться всего лишь $\xi R = 3,64$ км.

Полученный результат не должен нас обескураживать: ведь в действительности плотность воздуха, а вместе с тем и показатель преломления с высотой постепенно уменьшаются. Это хорошо понимал великий английский ученый Исаак Ньютон (1643—1727).

Восстановление теории рефракции Ньютона по его переписке с Флемстидом. Ньютон внес исключительно большой вклад в развитие теории астрономической рефракции света. К сожалению, он не включил свои исследования в этой области ни в «Лекции по оптике», ни в «Оптику». Чрезвычайно щепетильный в вопросах научной публикации Ньютон явно недооценивал значения вычисленных им таблиц рефракции света. В одном из его писем, относящихся к 1695 г., можно встретить такие строки: «Я не имею намерения писать о рефракции и не желаю, чтобы таблица рефракции была распространяема». Сегодня мы можем познакомиться с исследованиями Ньютона по рефракции света лишь благодаря счастливой случайности. Дело в том, что более чем через сто лет после смерти великого ученого, в 1832 г. на чердаке одного из домов Лондона были обнаружены 27 писем Ньютона к Флемстиду. Флемстид занимался астрономическими наблюдениями на обсерватории в Гринвиче; он имел звание «королевского астронома», дарован-

ное ему английским королем Карлом II. Переписка между Ньютоном и Флемстидом началась в 1680 г. по поводу наблюдавшейся в том году большой кометы. Эта переписка стала особенно частой в начале 90-х годов, когда Ньютон разрабатывал более точную теорию движения Луны и использовал результаты астрономических наблюдений. В середине 90-х годов Ньютон изложил в письмах к Флемстиду некоторые теоремы, касающиеся теории рефракций света в атмосфере, а также первоначальную и более точную таблицы рефракции, где для разных значений зенитного расстояния были вычислены углы рефракции.

Переписка Ньютона с Флемстидом была издана в 1835 г. английским Адмиралтейством. В продажу книга не поступила; ее разослали отдельным научным учреждениям и известным астрономам. В 30-х годах нашего столетия эту книгу совершенно случайно приобрел за два с половиной шиллинга у лондонского букиниста выдающийся советский ученый в области кораблестроения А. Н. Крылов. Академик А. Н. Крылов хорошо знал творчество Ньютона; он сделал прекрасный перевод на русский язык ньютоновых «Математических начал натуральной философии». Используя письма Ньютона к Флемстиду и применяя только те математические средства, которыми располагал в свое время Ньютон, А. Н. Крылов воскресил доказательства и выводы великого английского ученого и изложил их в работе «Теория рефракции Ньютона», вышедшей в свет в 1935 г. В заключительной части этой работы А. Н. Крылов писал: «Во все эти подробности я вошел, чтобы показать, насколько полна и обща та теория астрономической рефракции, которую Ньютон создал в конце 1694 и начале 1695 г., но которую он, к сожалению, не опубликовал. Если развить ньютонову теорию теми элементарными методами анализа, которыми Ньютон обладал, и сравнить ее с современными теориями, то сразу можно будет заметить, сколь простое и естественное получается изложение и сколько мало к нему, по существу, за 240 лет прибавлено».

Переходя к ньютоновой теории астрономической рефракции, начнем с письма Ньютона к Флемстиду, датированного 24 октября 1694 г. В этом письме Ньютон, в частности, писал: «Я того мнения, что рефрак-

ция... слегка изменяется вместе с весом воздуха, показываемым барометром, ибо, когда воздух тяжелее и, значит, плотнее, он преломляет более, нежели когда он легче и реже». Вначале Ньютон полагал, что плотность воздуха убывает равномерно (линейно) от поверхности Земли до верхней границы атмосферы. Исходя из этого, он рассчитал свою первую таблицу рефракции. Обнаружив некоторое расхождение между результатами расчета и данными наблюдений Флемстида, Ньютон начал работать над новой таблицей рефракции. Он отказался от предположения о линейном убывании плотности воздуха с высотой и стал полагать, что плотность уменьшается пропорционально уменьшению давления. Ученый писал в связи с этим, что «плотность воздуха в земной атмосфере пропорциональна весу всего накрывающего воздуха» (письмо от 16 февраля 1695 г.). Таким образом, Ньютон фактически пришел к выводу об убывании плотности атмосферы с высотой по *экспоненциальному закону*.

Экспоненциальный закон убывания плотности атмосферы с высотой. В современной физике этот закон записывают в виде так называемой *барометрической формулы*:

$$\rho(h) = \rho(0) \exp\left(-\frac{mgh}{kT}\right). \quad (2.11)$$

Здесь $\rho(h)$ — плотность воздуха на высоте h , T — абсолютная температура воздуха, предполагаемая в данном случае постоянной на всех высотах, g — ускорение свободного падения ($9,81 \text{ м/с}^2$), k — постоянная Больцмана ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$). Под m здесь понимается масса молекулы; поэтому, строго говоря, формула (2.11) описывает изменение с высотой плотности лишь определенного газа, входящего в состав воздуха, например, кислорода (азота, водорода и т.д.). Чем легче газ, тем медленнее уменьшается с высотой его плотность. Барометрическая формула описывает убывание плотности атмосферы с высотой лишь в общих чертах; она не учитывает ветра, конвекционных потоков, изменений температуры. Кроме того, высота не должна быть слишком большой (не более 100—200 км), чтобы можно было пренебрегать зависимостью ускорения g от высоты.

Барометрическую формулу справедливо связывают с именем знаменитого австрийского физика Людвиг Больцмана (1844—1906). Однако следует помнить, что первые указания на экспоненциальный характер убывания плотности воздуха с высотой содержались фактически в исследованиях Ньютона по

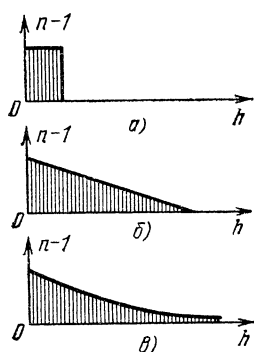


Рис. 2.5.

рефракции света в атмосфере и были использованы великим английским ученым при составлении уточненной таблицы рефракции.

Рис. 2.5 показывает, как в процессе исследования астрономической рефракции уточнялись представления об общем характере изменения показателя преломления атмосферы с высотой. Случай а) соответствует теории Кеплера, б) — первоначальной ньютоновской теории рефракции, в) — уточ-

ненной ньютоновской и современной теории рефракции света в атмосфере.

Своеобразие солнечных закатов; появление «слепой полосы». Рассматривая рефракцию света, необходимо учитывать наряду с систематическим изменением плотности воздуха с высотой также и ряд дополнительных факторов, многие из которых имеют достаточно случайный характер. Речь идет о влиянии на показатель преломления воздуха конвекционных потоков и ветра, степени влажности, температуры воздуха в разных точках атмосферы над разными участками земной поверхности. В письмах к Флемстиду Ньютон указывал на важность учета подобных факторов при сопоставлении составленной им таблицы рефракции с результатами наблюдений. «Причину различной величины рефракции при той же самой высоте близ горизонта, — писал ученый, — я усматриваю в различии нагревания воздуха в нижних его слоях, ибо, когда воздух от теплоты разрежен, он преломляет менее; когда же от холода он уплотнен, он преломляет сильнее. Эта разница должна быть более чувствительной, когда луч идет по нижним слоям атмосферы, ибо лишь эти слои то разрежают-

ся, то уплотняются теплом и холодом, тогда как средние и верхние слои всегда холодные».

Особенности состояния атмосферы и прежде всего особенности прогревания атмосферы в нижних ее слоях над различными участками земной поверхности приводят к своеобразию наблюдаемых закатов Солнца. Так, иногда Солнце кажется заходящим не за линию горизонта, а за некоторую невидимую линию, находящуюся над горизонтом (рис. 2.6, а). Интересно,

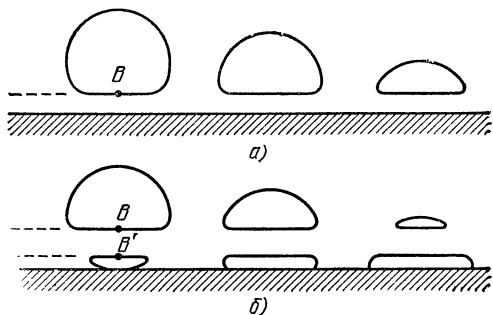


Рис. 2.6.

что такое явление наблюдается в отсутствие какой-либо облачности на горизонте. Если в это время подняться на вершину холма (на верхний этаж здания, на верхнюю палубу большого теплохода), то можно наблюдать еще более странную картину: теперь Солнце заходит за линию горизонта, но при этом солнечный диск оказывается как бы перерезанным горизонтальной «слепой полосой», положение которой по отношению к линии горизонта сохраняется неизменным (рис. 2.6, б).

Такая картина наблюдается, если воздух около самой Земли оказывается холодным, а выше располагается слой относительно теплого воздуха. В этом случае показатель преломления воздуха изменяется с высотой примерно так, как это показано на рис. 2.7, а; переход от нижнего холодного слоя воздуха к лежащему над ним теплему может приводить к довольно резкому спаду показателя преломления. Для простоты примем, что этот спад совершается скачком и что поэтому между холодным и теплым слоями существует четко выраженная поверхность

раздела, находящаяся на некоторой высоте h_1 над поверхностью Земли (рис. 2.7, б). На рисунке через n_x обозначен показатель преломления воздуха в холодном слое, а через n_r — в теплом слое вблизи границы с холодным.

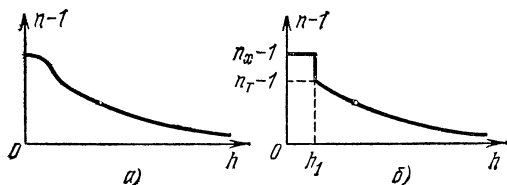


Рис. 2.7.

Модель, показанная на рис. 2.7, б, использована на рис. 2.8, где изображена часть поверхности земного шара и примыкающий к ней слой холодного воздуха высотой h_1 . (Масштабы на рисунке по необходимости искажены; ведь в действительности высота h_1 примерно в 100 000 раз (!) меньше радиуса Земли R .) Наблюдатель находится в точке O . Световой луч CO , приходящий к нему от небесного объекта, испытывает преломление в точке C границы раздела холодного и теплого воздуха; при этом

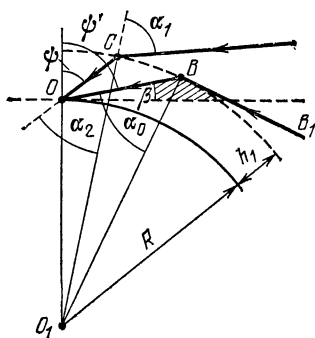


Рис. 2.8.

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_x}{n_r} = 1 + v, \quad (2.12)$$

где $v = (n_x - n_r)/n_r$ (очевидно, что $v \ll 1$). Связь между углом ψ (зенитным расстоянием) и углом преломления α_2 устанавливает теорема синусов, примененная к треугольнику O_1OC : $O_1O/\sin \alpha_2 = O_1C/\sin(180^\circ - \psi)$ или, иначе,

$$\sin \alpha_2 = \frac{\sin \psi}{1 + \xi}, \quad (2.13)$$

где $\xi = h_1/R$. (Заметим, что результат (2.13) непосредственно вытекает из (2.1).) Из (2.13) видно, что по мере увеличения зенитного расстояния ψ от нуля

до 90° угол α_2 возрастает, достигая максимального значения при $\psi = 90^\circ$.

Будем постепенно увеличивать ψ , начиная от нуля; при этом угол α_2 также будет увеличиваться. Предположим, что при некотором значении ψ' угла ψ угол α_2 становится равным предельному углу α_0 , характеризующему полное внутреннее отражение на границе холодного и теплого слоев; в этом случае $\sin \alpha_1 = 1$. Углу α_0 соответствует на рис. 2.8 луч BO ; он образует с горизонталью угол $\beta = 90^\circ - \psi'$. Ясно, что к наблюдателю не будут попадать лучи, которые войдут в холодный слой в точках, угловая высота которых над горизонтом меньше, чем угловая высота точки B , т. е. меньше угла β . Тем самым получает объяснение картина заката Солнца, показанная на рис. 2.6, а.

Угловую ширину «слепой полосы» на рис. 2.6, а (т. е. угол β на рис. 2.8) нетрудно вычислить. Рассмотрим в связи с этим следующую задачу. *Найти угловую ширину «слепой полосы», наблюдаемой при закате Солнца (рис. 2.6, а), если высота холодного слоя воздуха $h_1 = 50$ м, а отношение разности показателей преломления холодного и теплого слоев к показателю преломления теплого слоя равно $\nu = 10^{-5}$.*

При решении задачи будем пользоваться рис. 2.8. Поскольку луч B_1B составляет с O_1B угол 90° , можно переписать (2.12) в виде

$$\frac{1}{\sin \alpha_0} = 1 + \nu. \quad (2.14)$$

Теорема синусов для треугольника O_1OB дает $O_1O/\sin \alpha_0 = O_1B/\sin \psi'$. Учитывая, что $\beta = 90^\circ - \psi'$ и $h_1/R = \xi$, перепишем последнее равенство следующим образом:

$$\cos \beta = (1 + \xi) \sin \alpha_0. \quad (2.15)$$

Из (2.14) и (2.15) получаем

$$\cos \beta = \frac{1 + \xi}{1 + \nu}. \quad (2.16)$$

Далее воспользуемся тем, что угол β весьма мал, так что $\cos \beta = 1 - \beta^2/2$. Кроме того, воспользуемся малостью ξ и ν , вследствие чего можно принять $(1 + \xi)/(1 + \nu) = (1 + \xi)(1 - \nu) = 1 - (\nu - \xi)$. В результате соотношение (2.16) преобразуется к виду

$$\beta^2 = 2(\nu - \xi). \quad (2.17)$$

Таким образом,

$$\beta = \pm \sqrt{2(\nu - \xi)}. \quad (2.18)$$

Наличие двух знаков означает, что слепая полоса существует как над линией горизонта (знак $+$), так и под линией горизонта

ле. При этом могут происходить весьма впечатляющие явления, получившие название *миражей*.

Разговор о миражах начнем с рассмотрения следующего простого опыта. Возьмем сосуд с прозрачными стенками, имеющий (для удобства наблюдения) форму обычного аквариума. Наполним его водой и растворим в воде некоторое количество сахара. Показатель преломления раствора будет непрерывно уменьшаться по направлению от дна сосуда к его верхней части. Через боковую стенку будем направлять в сосуд узкий световой луч.

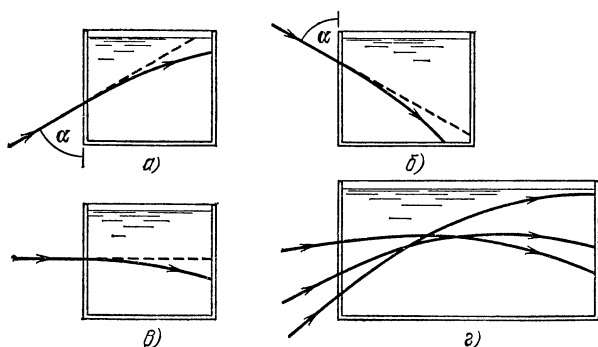


Рис. 2.10.

Сначала направим луч так, чтобы он распространялся снизу вверх под некоторым углом α к вертикали (рис. 2.10, а). По мере того как луч будет переходить в слои жидкости с более низким показателем преломления, угол луча с вертикалью будет увеличиваться. Световой луч внутри сосуда будет изгибаться; направление луча будет приближаться к горизонтальному.

Затем направим луч сверху вниз под углом α к вертикали (рис. 2.10, б). При переходе в слои жидкости с более высоким показателем преломления угол луча с вертикалью будет уменьшаться. Световой луч будет изгибаться так, что его направление будет все более отклоняться от горизонтального.

Картина, наблюдаемая в обоих рассмотренных случаях, вполне понятна; достаточно вспомнить обсуждавшиеся ранее примеры астрономической рефракции. А вот теперь рассмотрим более интересный

случай. Пусть световой луч входит в сосуд через боковую стенку строго горизонтально (рис. 2.10, в). Кажалось бы, в этом случае он должен был бы распространяться внутри сосуда тоже горизонтально. Однако, как показывает опыт, световой луч, распространяясь в жидкости, будет все более изгибаться книзу — в сторону оптически более плотных слоев.

Это нетрудно объяснить, если учесть, что бесконечно узкий световой луч есть идеализация, а в действительности мы имеем дело со световыми пучками

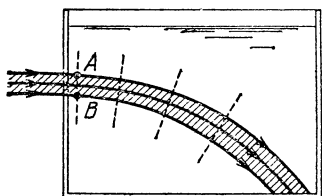


Рис 2.11.

конечной ширины (конечной апертуры). Предположим, что рассматривается идеальный плоскопараллельный световой пучок, который входит в сосуд строго горизонтально. На рис. 2.11 представлен такой пучок; штриховые линии изображают сечения волнового

фронта пучка в разных точках вдоль оси пучка, стрелками показаны световые лучи. Напомним, что в каждой точке волновой фронты и световой луч взаимно перпендикулярны. Рассмотрим фронт светового пучка AB , когда пучок только что вошел в жидкость. Пусть v_A — скорость света в точке A , а v_B — в точке B . Поскольку показатель преломления жидкости в точке A меньше, нежели в точке B , то, следовательно, $v_A > v_B$. Отсюда немедленно следует, что вертикальный вначале волновой фронт пучка (фронт AB) будет по мере распространения пучка в жидкости все более наклоняться.

Рассмотренный опыт позволяет заключить: если свет распространяется в среде, показатель преломления которой непрерывно уменьшается в направлении снизу вверх, то независимо от начального направления луча он всегда будет искривляться, причем так, что его траектория будет обращена выпуклостью вверх (см. рис. 2.10, г). Если бы показатель преломления уменьшался в направлении сверху вниз, то в этом случае выпуклая сторона изогнутого светового луча была бы обращена книзу. Обобщая, можно сформулировать следующее правило: *в оптически неоднородной среде световой луч изгибается так, что*

его траектория всегда обращена выпуклостью в сторону уменьшения показателя преломления среды.

Миражи. Учитывая это правило, нетрудно понять происхождение некоторых видов миражей. На рис. 2.12 показано, как возникает так называемый верхний мираж. Для его возникновения необходимо, чтобы показатель преломления приповерхностного слоя воздуха достаточно быстро уменьшался с высотой, что

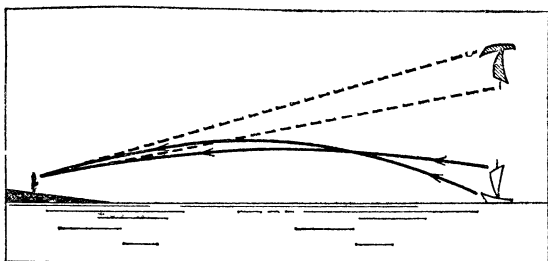


Рис. 2.12.

возможно, когда, например, внизу располагается слой холодного воздуха, а над ним находится слой более теплого воздуха.

Над сильно нагретой поверхностью (например, в пустыне, а также над асфальтовой дорогой в жаркий

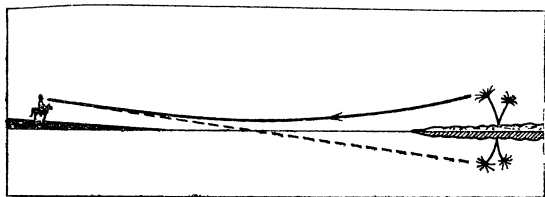


Рис. 2.13.

день) возможно возникновение так называемых нижних миражей. Среди них следует выделить озерные миражи — возникающие в пустыне видения озер с отражающейся в них прибрежной растительностью (рис. 2.13). Вода в этих «озерах» — отражение небосвода.

Виды миражей весьма разнообразны, что связано со своеобразием местности, где наблюдается мираж,

и своеобразием состояния атмосферы во время наблюдения. Это можно почувствовать, обратившись к рис. 2.14. На нем показана траектория одного из лучей от объекта к наблюдателю в случае, когда сильно нагретый приповерхностный слой воздуха (с относительно низким показателем преломления) накрыт слоем достаточно холодного воздуха (с заметно более высоким показателем преломления). Прежде чем прийти к наблюдателю, световой луч описывает в данном случае довольно сложную траекторию, что может послужить причиной возникновения своеобразного миража. Обратим внимание на то, что

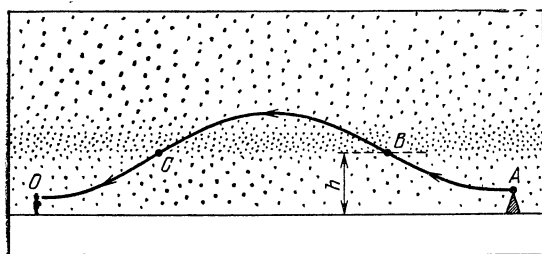


Рис. 2.14.

траектория луча на рис. 2.14 во всех ее точках обращена выпуклостью в сторону уменьшения показателя воздушной среды. Разобьем эту траекторию на три участка. На участках AB и CO она обращена выпуклостью книзу, поскольку в пределах нижнего слоя высотой h показатель преломления уменьшается в направлении сверху вниз. На участке BC траектория луча обращена выпуклостью вверх, так как на высотах, превышающих h , показатель преломления уменьшается в направлении снизу вверх.

Миражи описаны во многих книгах, как научных, так и художественных. Некоторым из наиболее впечатляющих миражей люди давно дали имена, украсили их легендами и поверьями. Так, существуют легенды о «Легучем голландце» (призрачном корабле, являющемся во время шторма морякам, обреченным на гибель), «Фата-Моргане» (призрачных дворцах, вырастающих на горизонте и исчезающих по мере приближения к ним), «Брокенских призраках» (воз-

никающих на небосводе движущихся гигантских фигурах людей и животных).

Многие миражи, особенно сверхдальние, когда изображение переносится за тысячи километров, являются весьма сложными оптическими явлениями. Для их объяснения недостаточно рассмотрения только рефракции света в атмосфере; физический механизм таких миражей значительно сложнее. Возможно, что при определенных условиях в атмосфере образуются гигантские воздушные линзы, своеобразные светопроводы, вторичные миражи, т. е. миражи от миражей. Возможно также, что определенную роль в возникновении миражей играет ионосфера (слой ионизированных газов на высоте около 100 км), которая может отражать световые волны.

КАК СВЕТОВОЙ ЛУЧ ПРОХОДИТ ЧЕРЕЗ ПРИЗМУ?

Преломление светового луча в призме; угол отклонения луча. Проходя через призму, луч солнечного света не только *преломляется*, но и *разлагается* на различные цвета. Отложим обсуждение разложения света на различные цвета до следующей беседы; здесь же рассмотрим только преломление луча в призме. Строго говоря, это означает, что световой луч

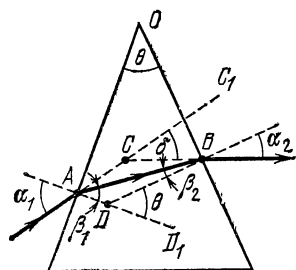


Рис. 3.1.

предполагается здесь одноцветным, или, как принято называть в физике, *монохроматическим* (от греческих «хромос» — цвет и «моно» — один).

На рис. 3.1 показан световой луч, проходящий через призму с преломляющим углом θ и показателем преломления n ; показатель преломления окружающей среды (воздуха) примем равным единице.

Изображенный на рисунке луч падает на левую грань призмы под углом α_1 . Используя закон преломления в точках A и B, запишем

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = n; \quad \frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_2} = n. \quad (3.1)$$

В результате прохождения через призму световой луч отклоняется от первоначального направления на угол $\angle C_1CB$; обозначим его через δ и будем в дальнейшем называть углом отклонения луча. Учитывая, что $\angle C_1CB = \angle CAB + \angle CBA$, заключаем:

$$\delta = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2). \quad (3.2)$$

Далее заметим, что $\angle D_1DB = \angle DAB + \angle ABD = \beta_1 + \beta_2$. Поскольку $\angle D_1DB = \angle AOB$, то, следова-

тельно,

$$\beta_1 + \beta_2 = \theta. \quad (3.3)$$

С учетом (3.3) перепишем (3.1) и (3.2):

$$\left. \begin{aligned} \sin \alpha_1 / \sin \beta_1 &= n, \\ \sin \alpha_2 / \sin (\theta - \beta_1) &= n, \\ \delta &= \alpha_1 + \alpha_2 - \theta. \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

Случай симметричного и несимметричного хода луча в призме. Рассмотрим задачу. Найти угол отклонения луча δ в призме с преломляющим углом θ и показателем преломления n в случае, когда луч внутри призмы перпендикулярен к биссектрисе преломляющего угла. В данном случае картина прохождения луча через призму симметрична относительно биссектрисы преломляющего угла (рис. 3.2, а). Следовательно, $\alpha_1 = \alpha_2 \equiv \alpha$,

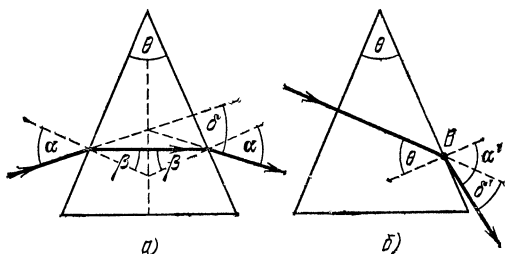


Рис. 3.2.

$\delta = 2\alpha - \theta$, $\beta_1 = \beta_2 \equiv \beta = \theta/2$. С учетом этих равенств перепишем закон преломления $\sin \alpha / \sin \beta = n$ в следующем виде:

$$\sin \frac{\delta + \theta}{2} = n \sin \frac{\theta}{2}. \quad (3.5)$$

Отсюда находим $\frac{\delta + \theta}{2} = \arcsin \left(n \sin \frac{\theta}{2} \right)$. Окончательно:

$$\delta = 2 \arcsin \left(n \sin \frac{\theta}{2} \right) - \theta. \quad (3.6)$$

Рассмотрим еще одну задачу. Найти угол отклонения луча δ' в призме с преломляющим углом θ и показателем преломления n , если световой луч падает на входную грань призмы нормально. Если в предыдущей задаче мы имели дело с симметричным ходом луча через призму (луч одинаковым образом преломляется на обеих гранях призмы), то теперь ситуация оказывается наиболее несимметричной: луч сильно преломляется на выходной грани и совсем не преломляется на входной (рис. 3.2, б). Закон преломления в точке В имеет вид $\sin \alpha' / \sin \theta = n$. Отсюда находим

$$\delta' = \alpha' - \theta = \arcsin (n \sin \theta) - \theta. \quad (3.7)$$

Полезно убедиться, что $\delta' > \delta$. Согласно (3.6) и (3.7), $\delta' - \delta = \arcsin(n \sin \theta) - 2 \arcsin(n \sin(\theta/2)) = \varphi - \psi$. Поэтому достаточно показать, что $\sin \varphi - \sin \psi > 0$. Поскольку $\sin(\arcsin \gamma) = \gamma$, $\cos(\arcsin \gamma) = \sqrt{1 - \gamma^2}$, то $\sin \varphi - \sin \psi = n \sin \theta - 2n \sin(\theta/2) \sqrt{1 - n^2 \sin^2(\theta/2)} = 2n \sin(\theta/2) [\sqrt{1 - \sin^2(\theta/2)} - \sqrt{1 - n^2 \sin^2(\theta/2)}]$. Первый корень в выражении в квадратных скобках больше второго корня и, следовательно, требуемое неравенство доказано. На данном примере мы видим, что при переходе от симметричной картины преломления светового луча в призме к несимметричной угол отклонения луча увеличивается.

В «Лекциях по оптике» Исаак Ньютон с помощью геометрических рассуждений доказывает, что «при преломлении однородных лучей в призме угол, составляемый падающим и выходящим лучами, получается наибольшим тогда, когда тут и там преломление одинаково». Под однородными лучами Ньютон понимал монохроматические лучи, а под углом, «составляемым падающим и выходящим лучами», — угол ACB (см. рис. 3.1), т. е. угол, равный $180^\circ - \delta$. Итак, *угол отклонения светового луча при прохождении через призму оказывается наименьшим при симметричном ходе луча.*

Докажем это утверждение, применяя метод дифференцирования функции. Будем рассматривать угол δ как функцию угла β_1 , однозначно связанного с углом падения луча на входную грань призмы α_1 . Согласно третьему уравнению системы (3.4), $\delta(\beta_1) = \alpha_1(\beta_1) + \alpha_2(\beta_1) - \theta$. Чтобы найти значение угла β_1 , при котором угол δ минимален, надо продифференцировать δ по β_1 и приравнять производную нулю:

$$\frac{d\delta}{d\beta_1} = \frac{d\alpha_1}{d\beta_1} + \frac{d\alpha_2}{d\beta_1} = 0. \quad (3.8)$$

Из первого уравнения системы (3.4) следует, что $\alpha_1(\beta_1) = \arcsin(n \sin \beta_1)$, а из второго следует, что $\alpha_2(\beta_1) = \arcsin(n \sin(\theta - \beta_1))$. Напомним, что

$$\frac{d}{dx} \arcsin f(x) = [1 - f^2(x)]^{-1/2} \frac{df}{dx}.$$

Таким образом,

$$\frac{d\alpha_1}{d\beta_1} = \frac{n \cos \beta_1}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \beta_1}}, \quad \frac{d\alpha_2}{d\beta_2} = \frac{-n \cos(\theta - \beta_1)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(\theta - \beta_1)}}.$$

Подставляя эти производные в (3.8), находим

$$\cos \beta_1 \sqrt{1 - n^2 \sin^2 (\theta - \beta_1)} = \cos (\theta - \beta_1) \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \beta_1},$$

или, иначе,

$$[(1 - \sin^2 \beta_1) (1 - n^2 \sin^2 (\theta - \beta_1))]^{1/2} = \\ = [(1 - \sin^2 (\theta - \beta_1)) (1 - n^2 \sin^2 \beta_1)]^{1/2}.$$

Отсюда получаем $\beta_1 = \theta/2$, что как раз и соответствует симметричному ходу светового луча через призму.

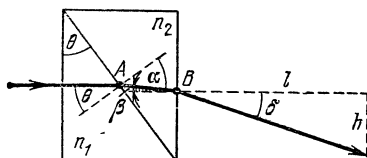
Рефрактометры. Преломление лучей в призме используется на практике в некоторых видах *рефрактометров*. Так называются оптические приборы для измерения показателя преломления света. При этом исследуемое вещество должно иметь форму призмы с точными полированными преломляющими поверхностями. Жидкость наливают в полую призматическую кювету с плоскопараллельными стенками. Призма помещается на поворачивающемся столике гониометра, снабженном зрительной трубкой и коллиматором — устройством для получения узкого направленного светового пучка. Поворачивая столик, отыскивают такое положение, при котором падающий на призму узкий пучок света испытывает при прохождении через призму наименьшее отклонение. Мы уже знаем, что такое положение соответствует симметричному ходу луча через призму. Измеряя в данном положении угол отклонения δ , вычисляют показатель преломления n вещества призмы по формуле (3.5). Несмотря на кажущуюся простоту, данный метод измерения показателя преломления является весьма точным. При точности измерения углов δ и θ , равной нескольким угловым секундам, показатель преломления определяется с точностью до 10^{-5} .

Допустим, что необходимо измерить разность $n_1 - n_2$ показателей преломления двух жидкостей в случае, когда эта разность очень мала. В этом случае можно использовать последовательное преломление светового луча в двух призматических сосудах с плоскопараллельными стенками, в один из которых налита одна жидкость, а во второй — другая жидкость. Эта система призм и ход луча в ней показаны на рис. 3.3. Луч испытывает преломление в точках А и

B ; при этом $\sin \alpha / \sin \theta = n_1 / n_2$, $\sin \delta / \sin \beta = n_2$. Из этих выражений следует, что $n_1 = n_2 \sin \alpha / \sin \theta = \sin \delta \sin \alpha / \sin \beta \sin \theta$ и, таким образом,

$$n_1 - n_2 = \frac{\sin \delta}{\sin \beta} \left(\frac{\sin \alpha}{\sin \theta} - 1 \right). \quad (3.9)$$

Далее учтем, что $\alpha = \beta + \theta$ и, следовательно, $\sin \alpha = \sin \beta \cos \theta + \sin \theta \cos \beta$. Поскольку угол β весьма мал (напомним, что показатели преломления n_1 и n_2



близки друг к другу), положим в последнем равенстве $\cos \beta = 1$, после чего (3.9) принимает вид

$$n_1 - n_2 = \frac{\sin \delta}{\operatorname{tg} \theta}. \quad (3.10)$$

Рис. 3.3.

На практике $\sin \delta$ находят, измеряя l и h (см. рисунок). Используя малость δ , примем $\sin \delta = \operatorname{tg} \delta = h/l$. Таким образом,

$$n_1 - n_2 = \frac{h}{l \operatorname{tg} \theta}. \quad (3.11)$$

Точность измерения разности показателей преломления в данном методе достигает 10^{-7} .

Объяснение появления в оконном стекле двойных изображений отдаленных предметов. Преломление световых лучей в призме с малым преломляющим углом позволяет объяснить явление, которое мы часто наблюдаем (хотя и далеко не всегда задумываемся над ним). Если посмотреть на отражение в оконном стекле, например, отдаленного уличного фонаря или Луны, то можно заметить, что довольно часто это отражение оказывается *двойным*. При движении наблюдателя два изображения в стекле перемещаются неодинаково по отношению друг к другу. Такое двоение изображений объясняется незначительной *клиновидностью* стеклянной пластины; одно изображение возникает при отражении света от передней плоскости стекла, а другое — от задней плоскости. Сказанное поясняет рис. 3.4. Луч SA от далекого источника света частично отражается в точке A и, попадая к наблюдателю, участвует в формировании первого изображения. Тот же луч, частично преломляясь в точ-

ке A , испытывает затем частичное отражение в B и преломление в C . В итоге наблюдатель увидит еще одно изображение. Угол между лучами AA_1 и CC_1 может быть назван углом двоения. Чем он больше, тем сильнее разнесены в пространстве наблюдаемые изображения.

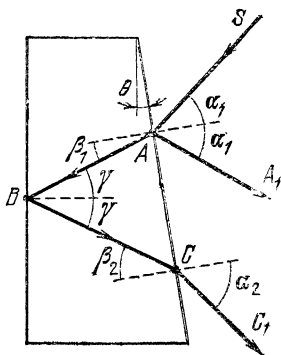


Рис. 3.4.

Рассмотрим задачу. Найти угол двоения изображения в клиновидной стеклянной пластине с преломляющим углом θ и показателем преломления n , если луч от объекта падает на переднюю плоскость пластины под углом $\alpha_1 = 30^\circ$.

Обозначим искомый угол через φ . Из рис. 3.4 следует, что $\varphi = \alpha_2 - \alpha_1$, где α_2 — угол, под которым выходит из пластины луч CC_1 . Преломление луча в точках A и C описывается формулами (3.1). Углы β_1 и β_2 связаны друг с другом очевидным соотношением (см. рисунок): $\beta_1 + \theta = \gamma = \beta_2 - \theta$, так что

$$\beta_2 = \beta_1 + 2\theta. \quad (3.12)$$

Используя (3.12), перепишем (3.1) в виде

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = n, \quad \frac{\sin \alpha_2}{\sin (\beta_1 + 2\theta)} = n. \quad (3.13)$$

Учитывая малость угла θ , представим $\sin(\beta_1 + 2\theta) = \sin \beta_1 + 2\theta \cos \beta_1$. Используя первое уравнение (3.13), согласно которому $\sin \beta_1 = \sin \alpha_1 / n$, находим отсюда

$$\sin (\beta_1 + 2\theta) = \frac{\sin \alpha_1}{n} + 2\theta \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha_1}{n^2}}. \quad (3.14)$$

Подставляя (3.14) во второе уравнение (3.13), получаем

$$\sin \alpha_2 = \sin \alpha_1 + 2\theta \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1}. \quad (3.15)$$

Искомый угол φ заведомо очень мал; поэтому можно принять $\varphi = \sin \varphi = \sin (\alpha_2 - \alpha_1)$ и, следовательно,

$$\varphi = \sin \alpha_2 \cos \alpha_1 - \sin \alpha_1 \cos \alpha_2. \quad (3.16)$$

Для $\alpha_1 = 30^\circ$ результат (3.15) принимает вид

$$\sin \alpha_2 = \frac{1 + 2\theta \sqrt{4n^2 - 1}}{2}. \quad (3.17)$$

С учетом малости угла θ отсюда находим последовательно:

$$\begin{aligned}\sin^2 \alpha_2 &= \frac{1 + 4\theta \sqrt{4n^2 - 1}}{4}, \\ \cos^2 \alpha_2 &= 1 - \sin^2 \alpha_2 = \frac{3}{4} \left(1 - \frac{4\theta \sqrt{4n^2 - 1}}{3} \right), \\ \cos \alpha_2 &= \frac{\sqrt{3}}{2} \left(1 - \frac{2\theta \sqrt{4n^2 - 1}}{3} \right).\end{aligned}\quad (3.18)$$

Подставляя (3.17) и (3.18) в (3.16), получаем окончательно

$$\varphi = \frac{2}{\sqrt{3}} \theta \sqrt{4n^2 - 1}. \quad (3.19)$$

Отражательные призмы. Особую группу призм составляют так называемые *отражательные призмы*. В этих призмах используется явление полного внутреннего отражения. Световой луч, войдя в призму, испытывает одно или несколько внутренних отражений и затем выходит из призмы. Угол, образуемый выходным лучом с выходной гранью призмы, равен углу, образуемому входным лучом с входной гранью; часто входной и выходной лучи перпендикулярны к соответствующим граням призмы. Все это приводит к тому, что в отражательных призмах не наблюдается разложение белого света на различные цвета (подобно тому, как оно фактически не наблюдается при прохождении белого света через плоскопараллельную пластину). Поэтому выдвинутое в начале беседы условие монохроматичности (одноцветности) исходного светового пучка теряет остроту при рассмотрении отражательных призм.

На рис. 3.5 показаны некоторые типы отражательных призм. Видно, что отражательные призмы могут использоваться для изменения направления светового пучка, параллельного смещения пучка, переворачивания изображения. В случаях *а), б), в)* на рисунке изображена одна и та же призма. Эта призма имеет в сечении форму равнобедренного прямоугольного треугольника. В первых двух случаях призма изменяет направление светового пучка (соответственно на 90° и на 180°); в третьем случае она не изменяет направления пучка, но переворачивает изображение.

Заметим, что в случаях *а), б), г)* и *д)*, показанных на рисунке, световые лучи вообще не испыты-

вают преломления; они претерпевают лишь полное внутреннее отражение. Поэтому в указанных случаях разложение белого света на цвета вообще не происходит. В случае же *в*) световые лучи, наряду с полным внутренним отражением, испытывают преломление. Если в данном случае на призму падал белый световой пучок, то из призмы выйдет набор лучей разного цвета. Существенно, однако, что все эти лучи

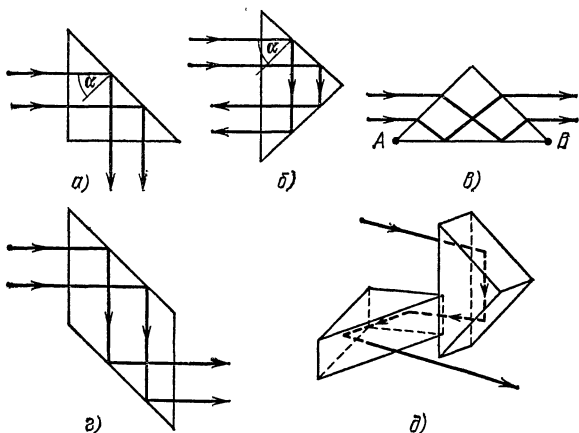


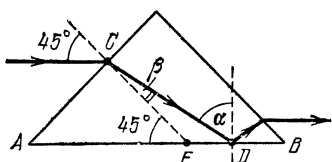
Рис. 3.5.

выйдут из призмы параллельно друг другу; поэтому разложение белого света на цвета фактически наблюдаться не будет (вследствие того, что световой пучок имеет некоторую ширину, будет происходить взаимное перекрывание цветных лучей). Мы вернемся к этому вопросу в следующей беседе.

Предположим, что призма имеет показатель преломления n и находится в воздушной среде. На рис. 3.5, *а* и *б* угол падения лучей на отражающую грань равен $\alpha = 45^\circ$. Чтобы происходило полное внутреннее отражение, необходимо выполнение условия $\sin \alpha > 1/n$, т. е. необходимо, чтобы $n > \sqrt{2}$. Интересно, что в случае *в*) полное внутреннее отражение от грани *AB* происходит при любом $n > 1$. Докажем это, обратившись к рис. 3.6.

Воспользуемся равенством $\angle FCD + \angle CDF = \angle CFA$. Перепишем его в виде $\beta + (90^\circ - \alpha) = 45^\circ$

или, иначе, $\alpha = 45^\circ + \beta$. Условие полного внутреннего отражения $\sin \alpha > 1/n$ принимает в данном случае вид $\sin(45^\circ + \beta) > 1/n$ или



$$\sin \beta + \cos \beta > \frac{\sqrt{2}}{n}. \quad (3.20)$$

Закон преломления в точке C есть $\sin 45^\circ / \sin \beta = n$ или

$$\sin \beta = \frac{1}{n\sqrt{2}}. \quad (3.21)$$

Рис. 3.6.

Используя (3.21), преобразуем (3.20) к виду

$$\frac{1}{n\sqrt{2}} + \sqrt{1 - \frac{1}{2n^2}} > \frac{\sqrt{2}}{n}.$$

Таким образом, $\sqrt{2n^2 - 1} > 1$, откуда немедленно следует $n > 1$, что и требовалось доказать.

Отражательные призмы находят широкое практическое применение как оптические элементы, позволяющие поворачивать на некоторый угол, отражать назад, параллельно смещать световой пучок. Отражательные призмы используются в перископах, биноклях, фотометрах, фотоаппаратах, оптических системах связи и локации, лазерных резонаторах и т.д.

Фотометр Люмера — Бродхуна. Отметим в качестве примера *фотометр Люмера — Бродхуна*. Основным элементом этого фотометра является система из двух прямоугольных стеклянных призм.

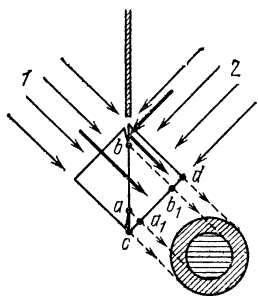


Рис. 3.7.

Призмы сложены вместе и образуют стеклянный кубик (рис. 3.7). Грань одной из призм сошлифована по краям, поэтому оптический контакт с другой призмой осуществляется только в центральной части грани (на рисунке участок ab). Свет проходит через область контакта, не претерпевая ни отражения, ни преломления.

Вне области контакта световые лучи в обеих призмах претерпевают полное внутреннее отражение. Цифрами 1 и 2 на рисунке отмечены световые пучки, интенсивность которых надо сравнить друг с

другом. Предполагается, что интенсивность каждого пучка постоянна по поперечному сечению пучка. Наблюдатель рассматривает грань cd . На центральном участке a_1b_1 этой грани наблюдатель видит свет из пучка 1, а на кольцевом участке (между c и a_1 , а также b_1 и d) — свет из пучка 2. При неодинаковой интенсивности пучков освещенность центрального поля будет отличаться от освещенности кольцевой области, что и зафиксирует наблюдатель.

Отражательная призма вместо отражающего зеркала лазерного резонатора. В качестве другого примера отметим *лазер*, в котором одно из зеркал резонатора заменено отражательной призмой. Схематически такой лазер показан

на рис. 3.8. Здесь 1 — активный элемент, 2 — система возбуждения лазера, предназначенная для возбуждения тех центров в активном элементе, которые порождают лазерное излучение (на переходах из возбужденного состояния в невозбужденное), 3 — выходное зеркало резонатора,

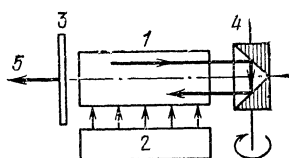


Рис. 3.8.

4 — отражательная призма, заменяющая второе зеркало резонатора, 5 — лазерное излучение. Отражательную призму применяют в лазерных резонаторах в тех случаях, когда требуется получить излучение в виде отдельных интенсивных коротких световых импульсов. При этом призму быстро вращают вокруг оси, перпендикулярной к оси резонатора. Во всех положениях призмы кроме того, какое показано на рисунке, призма не возвращает излучение назад в активный элемент; в эти промежутки времени призма как бы вносит большие потери, вследствие чего генерация лазерного излучения отсутствует. В отсутствие генерации число активных центров, перешедших в возбужденное состояние, нарастает по мере подвода к активному элементу энергии возбуждения. Как только вращающаяся призма окажется в положении, показанном на рисунке, генерация быстро и бурно разовьется, возбужденные активные центры дружно высветятся, родится мощный короткий световой импульс. Пока призма, продолжая вращаться, будет совершать очередной оборот, в активном элементе бу-

дет накапливаться энергия для нового светового импульса, который выветится, как только призма снова окажется в положении, показанном на рисунке. При скорости вращения призмы порядка 1000 об/с рождаются короткие световые импульсы длительностью 10^{-7} с. Пиковая мощность отдельного такого импульса достигает 10^7 Вт.

Бипризма. В завершение беседы рассмотрим задачу с бипризмой. Бипризма представляет собой две прямоугольные призмы с малыми преломляющими углами, сложенные вместе; обычно бипризму изготавливают из одного куска стекла. Задача формулируется следующим образом. *Световой пучок падает нормально на бипризму с преломляющим углом θ и показателем преломления n ; апертура пучка D . Найти расстояние L от бипризмы до экрана, при котором в центре экрана возникает полоса тени шириной d (рис. 3.9).*

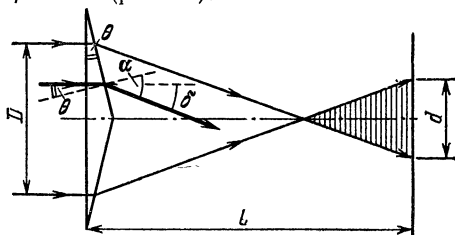


Рис. 3.9.

Обозначим $(D + d)/2 = a$ и введем угол отклонения пучка δ . Из рисунка видно, что $\tan \delta = a/L$. Учитывая, что при очень малом угле δ также очень мал, воспользуемся приближенным соотношением $\tan \delta = \delta$. Таким образом,

$$L = \frac{a}{\delta}. \quad (3.22)$$

Закон преломления имеет вид $\sin \alpha / \sin \theta = n$ или, иначе, $\sin(\delta + \theta) / \sin \theta = n$. С учетом малости углов δ и θ перепишем последнее равенство в виде $(\delta + \theta) / \theta = n$. Таким образом,

$$\delta = \theta(n - 1). \quad (3.23)$$

Подставляя (3.23) в (3.22), получаем $L = a / \theta(n - 1)$. Окончательно: $L = (D + d) / 2\theta(n - 1)$. При $\theta = 0,02$ (что соответствует $1^\circ 10'$), $n = 1,5$, $D = 1$ см, $d = 0,5$ см получаем $L = 75$ см.

Имея в своем распоряжении бипризму, нетрудно проверить на опыте результат, полученный в рассмотренной задаче. Если направить на бипризму слабо расходящийся пучок солнечных лучей, то можно наблюдать окрашивание краев теневой полосы на экране в цвета радуги. Появление радужной полосы на границе темного и освещенного полей на экране есть, как нетрудно догадаться, результат разложения солнечного света на различные цвета. Это явление представляет особый интерес и требует специального обсуждения.

ПОЧЕМУ ПРИЗМА РАЗЛАГАЕТ СОЛНЕЧНЫЙ СВЕТ НА РАЗЛИЧНЫЕ ЦВЕТА?

Дисперсия света. В яркий солнечный день закроем окно в комнате плотной шторой, в которой сделаем маленькое отверстие. Через это отверстие будет проникать в комнату узкий солнечный луч, образующий на противоположной стене светлое пятно. Если на пути луча поставить стеклянную призму,

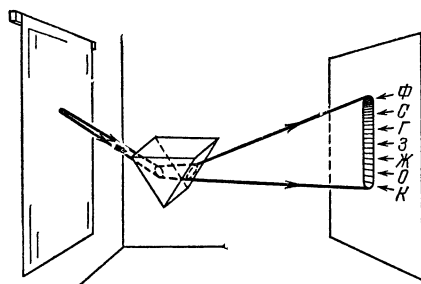


Рис. 4.1.

то пятно на стене превратится в разноцветную полосу, в которой будут представлены все цвета радуги — от фиолетового до красного (рис. 4.1: Φ — фиолетовый, C — синий, Γ — голубой, $З$ — зеленый, $Ж$ — желтый, O — оранжевый, K — красный). Явление разложения солнечного света на различные цвета называют *дисперсией света*. Разноцветная полоска на рис. 4.1 есть солнечный *спектр*.

Первые опыты с призмами; представления о причинах возникновения цветов до Ньютона. Описанный опыт является, по сути дела, древним. Уже в I в. н. э. было известно, что большие монокристаллы (шестиугольные призмы, изготовленные самой природой) обладают свойством разлагать свет на цвета. Первые исследования дисперсии света в опытах со

стеклянной треугольной призмой выполнил англичанин Хариот (1560—1621). Независимо от него аналогичные опыты проделал известный чешский естествоиспытатель Марци (1595—1667), который установил, что каждому цвету соответствует свой угол преломления. Однако до Ньютона подобные наблюдения не подвергались достаточно серьезному анализу, а делавшиеся на их основе выводы не перепроверялись дополнительными экспериментами. В результате в науке тех времен долго господствовали представления, неправильно объяснявшие возникновение цветов.

Говоря об этих представлениях, следует начать с теории цветов Аристотеля (IV в. до н. э.). Аристотель утверждал, что различие в цвете определяется различием в количестве темноты, «примешиваемой» к солнечному (белому) свету. Фиолетовый цвет, по Аристотелю, возникает при наибольшем добавлении темноты к свету, а красный — при наименьшем. Таким образом, цвета радуги — это сложные цвета, а основным является белый свет. Интересно, что появление стеклянных призм и первые опыты по наблюдению разложения света призмами не породили сомнений в правильности аристотелевой теории возникновения цветов. И Хариот, и Марци оставались последователями этой теории. Этому не следует удивляться, так как на первый взгляд разложение света призмой на различные цвета, казалось бы, подтверждало представления о возникновении цвета в результате смешения света и темноты. Напомним читателю, что в опыте с бипризмой, описанном в конце предыдущей беседы, радужная полоска возникает как раз на переходе от теневой полосы к освещенной, т. е. на границе темноты и белого света. Из того факта, что фиолетовый луч проходит внутри призмы наибольший путь по сравнению с другими цветными лучами, немудрено сделать вывод, что фиолетовый цвет возникает при наибольшей утрате белым светом своей «белизны» при прохождении через призму. Иначе говоря, на наибольшем пути происходит и наибольшее примешивание темноты к белому свету.

Ложность подобных выводов нетрудно было доказать, поставив соответствующие опыты с теми же призмами. Однако до Ньютона никто этого не сделал.

Опыты Ньютона с призмами; ньютоновская теория возникновения цветов. Великий английский ученый Исаак Ньютон выполнил целый *комплекс* оптических экспериментов с призмами, подробно описав их в «Оптике», «Новой теории света и цветов», а также в «Лекциях по оптике», впервые опубликованных уже после смерти ученого. Ньютон убедительно доказал ложность представлений о возникновении цветов из смешения темноты и белого света. На основании проведенных опытов он смог заявить: «Никакого цвета не возникает из белизны и черноты, смешанных вместе, кроме промежуточных темных; количество света не меняет вида цвета». Ньютон показал, что белый свет не является основным, его надо рассматривать как составной (по Ньютону, «неоднородный»; по современной терминологии, «немонохроматический»); основными же являются различные цвета («однородные» лучи или, иначе, «монохроматические» лучи). Возникновение цветов в опытах с призмами есть результат разложения составного (белого) света на основные составляющие (на различные цвета). Это разложение происходит по той причине, что каждому цвету соответствует своя степень преломляемости. Таковы основные выводы, сделанные Ньютоном; они прекрасно согласуются с современными научными представлениями.

Выполненные Ньютоном оптические исследования представляют большой интерес не только с точки зрения полученных результатов, но также и с методической точки зрения. Разработанная Ньютоном методика исследований с призмами (в частности, метод скрещенных призм) пережила века и вошла в арсенал современной физики.

Приступая к оптическим исследованиям, Ньютон ставил перед собой задачу «не объяснять свойства света гипотезами, но изложить и доказать их рассуждениями и опытами». Проверять то или иное положение, ученый обычно придумывал и ставил несколько различных опытов. Он подчеркивал, что необходимо использовать разные способы «проверить то же самое, ибо испытующему обилие не мешает».

Рассмотрим некоторые наиболее интересные опыты Ньютона с призмами и те выводы, к которым пришел ученый на основании полученных результатов.

Большая группа опытов была посвящена проверке соответствия между цветом лучей и степенью их преломляемости (иначе говоря, между цветом и величиной показателя преломления). Выделим три таких опыта.

Опыт 1. Разглядывание разноцветной полоски сквозь призму. Берется бумажная полоска, половина

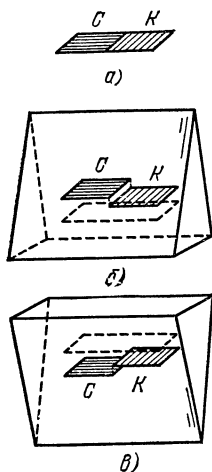


Рис. 4.2.

которой покрашена в интенсивный красный, а половина — в интенсивный синий цвет (рис. 4.2, а: К — красный, С — синий). Эта полоска разглядывается сквозь стеклянную призму, преломляющие грани которой ориентированы параллельно полоске. «Я нашел, — пишет Ньютон, — что в том случае, когда преломляющий угол призмы повернут кверху, так что бумага кажется вследствие преломления приподнятой, то синяя сторона подымается преломлением выше, чем красная. Если же преломляющий угол призмы повернут вниз и бумага кажется опустившейся вследствие преломления, то синяя часть окажется несколько ниже, чем красная». Обе отмеченные Ньютоном ситуации иллюстрирует рис. 4.2: в случае б) призма ориентирована преломляющим углом вверх, а в случае в) — вниз. Ньютон делает вывод: «В обоих случаях свет, приходящий от синей половины бумаги через призму к глазу, испытывает при одинаковых обстоятельствах большее преломление, чем свет, исходящий от красной половины, и, следовательно, преломляется больше».

Опыт 2. Прохождение света через скрещенные призмы. Перед отверстием А, пропускающим в затемненную комнату узкий пучок солнечных лучей, помещают призму с горизонтально ориентированным преломляющим ребром (рис. 4.3, а). На экране возникает вытянутая по вертикали цветная полоска КФ, крайняя нижняя часть которой окрашена в красный цвет, а крайняя верхняя — в фиолетовый. Обведем карандашом контуры полоски на экране. Затем по-

местим между рассматриваемой призмой и экраном еще одну такую же призму, но при этом преломляющее ребро второй призмы должно быть ориентировано вертикально, т. е. перпендикулярно к преломляющему ребру первой призмы. Световой пучок, выходящий из отверстия A , проходит последовательно через две скрещенные призмы. На экране возникает

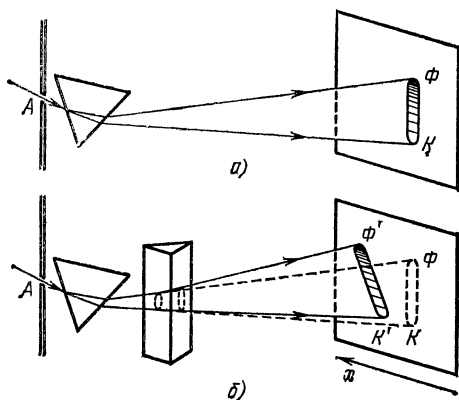


Рис. 4.3.

полоска спектра $K'\Phi'$, смещенная относительно контура $K\Phi$ по оси x . При этом фиолетовый конец полосы оказывается смещенным в большей мере, нежели красный, так что полоска спектра выглядит наклоненной к вертикали. Ньютон приходит к выводу: если опыт с одиночной призмой позволяет утверждать, что лучам с разной степенью преломляемости соответствуют разные цвета, то опыт со скрещенными призмами доказывает также и *обратное* положение — лучи разного цвета обладают разной степенью преломляемости. Действительно, луч, наиболее преломляющийся в первой призме, есть фиолетовый луч; проходя затем через вторую призму, этот фиолетовый луч испытывает наибольшее преломление. Обсуждая результаты опыта со скрещенными призмами, Ньютон отмечал: «Из этого опыта следует также, что преломления отдельных лучей протекают по тем же законам, находятся ли они в смеси с лучами других родов, как в белом свете, или преломляются порознь или предварительном обращении света в цвета».

На рис. 4.4 представлен еще один вариант опыта со скрещенными призмами: через призмы проходят два одинаковых световых пучка. Оба пучка формируют на экране одинаковые полосы спектра, несмотря на то, что в первой призме лучи одного и того же цвета (но из разных пучков) проходят пути разной

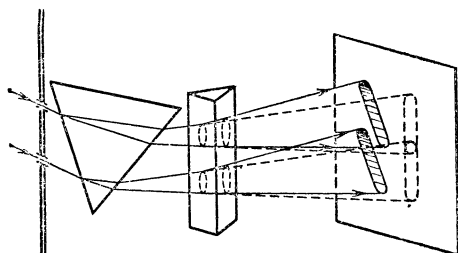


Рис. 4.4.

длины. Тем самым опровергалось отмеченное выше предположение, что цвет зависит от длины пути луча внутри призмы.

Опыт 3. *Прохождение света через систему, состоящую из двух призм и отражающего зеркала*

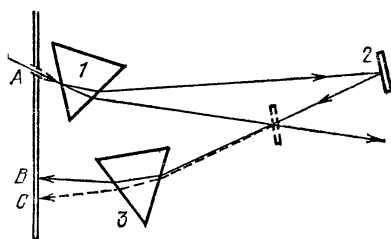


Рис. 4.5.

(рис. 4.5). Пучок солнечных лучей, выходя из отверстия *A*, проходит через призму *1* и затем попадает на зеркало *2*. Ориентируем зеркало таким образом, чтобы послать на призму *3* только ту часть лучей, которые преломляются в наибольшей степени. Преломившись в призме *3*, эти лучи попадают на экран в районе точки *B*. Затем передвинем зеркало *2*, поместив его теперь так, чтобы оно посылало на призму *3* те лучи, которые преломляются в наименьшей

степени (см. штриховое изображение). Испытав преломление в призме 3, эти лучи попадут на экран в районе точки С. Ясно видно, что те лучи, которые преломляются в наибольшей степени в первой призме, будут наиболее сильно преломляться и во второй призме.

Все эти опыты позволили Ньютону сделать уверенное заключение: «Опытами доказывается, что лучи, различно преломляемые, имеют различные цвета; доказывается и обратное, что лучи, разно окрашенные, есть лучи, разно преломляемые».

Далее Ньютон ставит вопрос: «Возможно ли изменить цвет лучей какого-либо рода в отдельности преломлением?» Выполнив серию тщательно продуманных опытов, ученый приходит к отрицательному ответу на поставленный вопрос. Рассмотрим один из таких опытов.

Опыт 4. Прохождение света через призмы и экраны со щелями (рис. 4.6). Пучок солнечных лучей

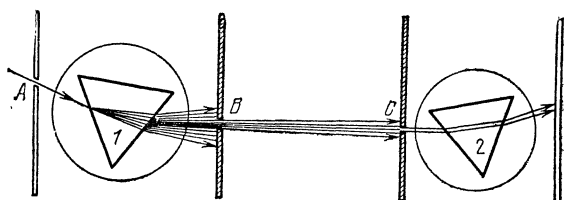


Рис. 4.6.

разлагается на цвета призмой 1. Через отверстие В в экране, поставленном за призмой, проходит часть лучей некоторого определенного цвета. Эти лучи затем проходят через отверстие С во втором экране, после чего попадают на призму 2. Поворачивая призму 1, можно при помощи экранов с отверстиями выделять из спектра лучи того или иного цвета и исследовать их преломление в призме 2. Опыт показал, что преломление в призме 2 не приводит к изменению цвета лучей.

Окончательный вывод Ньютон сформулировал следующим образом: «Вид цвета и степень преломляемости, свойственные каждому отдельному сорту лучей, не изменяются ни преломлением, ни отражением,

ни какой-либо иной причиной, которую я мог наблюдать. Если какой-нибудь сорт лучей был хорошо отделен от лучей другого рода, то после этого он упорно удерживал свою окраску, несмотря на мои крайние старания изменить ее».

Заметим, что такой вывод фактически следует также из рассмотренного выше опыта со скрещенными призмами. При не очень малом расстоянии между призмами можно считать, что на вторую призму падают монохроматические лучи, цвет которых плавно изменяется по направлению вдоль преломляющего ребра. Наблюдаемый на экране спектр показывает, что эта призма только отклоняет каждый из монохроматических лучей, не изменяя его цвета.

Следует подчеркнуть, что, исследуя преломление монохроматического света, Ньютон разработал и осуществил первый *монохроматор* света (монохроматор света — прибор для выделения оптического излучения с длинами волн в определенном диапазоне значений). Для коллимирования светового пучка, падающего на призму, Ньютон предложил использовать собирающую линзу, помещая ее между призмой и отверстием, посылающим пучок солнечных лучей, так, чтобы фокус линзы приходился на отверстие. В этом случае на призму попадал слабо расходящийся (коллимированный) пучок света (рис. 4.7). Современный

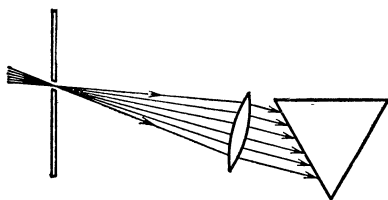


Рис. 4.7.

исследователь спектрального состава излучения по сути дела повторяет те же манипуляции, которые впервые были проделаны Ньютоном. Он так же устанавливает призму на угол наименьшего отклонения, так же регулирует и фокусирует щель коллиматора, как это делал когда-то Ньютон, варьируя положение вспомогательной линзы.

Весьма интересна также группа опытов Ньютона по смешению цветов. Отметим два таких опыта.

Опыт 5. *Наблюдение смешения цветов при помощи собирающей линзы* (рис. 4.8). Пучок солнечных лучей из отверстия *A* проходит через призму,

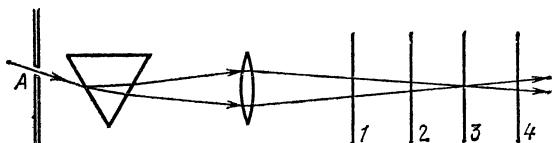


Рис. 4.8.

затем через собирающую линзу. Наблюдатель помещает на пути лучей, прошедших линзу, лист белой бумаги. Передвигая лист последовательно в положения, обозначенные на рисунке цифрами 1, 2, 3, 4, наблюдатель может видеть, «как постепенно сходятся цвета и исчезают в белизну. Пересекшись в том месте, где составляется белизна, они снова рассеиваются и разделяются, сохраняя в обратном порядке те цвета, которые они имели до смешения». Ньютон отмечает также, что «если какие-либо из цветов у линзы задержаны, то белизна изменяется в другие цвета».

Опыт 6. *Наблюдение смешения цветов при использовании обращенных призм*. Поставим на пути

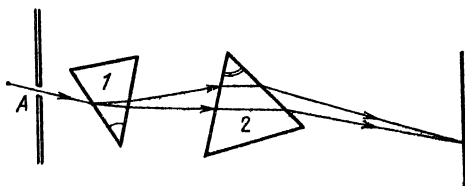


Рис. 4.9.

светового пучка последовательно две призмы, преломляющие ребра которых ориентированы в противоположные стороны. На рис. 4.9 призма 1 ориентирована ребром вниз, а призма 2 — вверх; преломляющий угол призмы 2 должен быть больше, чем призмы 1, чтобы световой пучок после призмы 2 был сходящимся. Опыт показывает, что призма 2 смешивает

цвета, полученные при разложении солнечного света призмой 1, в результате чего снова возникает белый свет.

Итак, можно не только разложить солнечный свет на цвета, но и выполнить обратную операцию — смешав цвета, получить солнечный свет. Все это дало Ньютону основание сделать вывод: «Солнечный свет состоит из лучей различной преломляемости».

Здесь уместно вернуться к вопросу о возникновении радужной полосы в опыте с бипризмой именно на границе тени и света (см. предыдущую беседу). Исчезновение радужной окраски при удалении вглубь освещенной области экрана происходит вследствие смещения цветов, приводящего в итоге к белому свету. Аналогично объясняет современная оптика и появление радужной каемки по контуру объекта, разглядываемого сквозь призму в монохроматическом свете.

Подытоживая результаты оптических исследований Ньютона с призмами, приведем отрывок из ньютоновых «Лекций по оптике»: «Свет состоит из лучей всех цветов не только по выходе из призмы, но даже тогда, когда он еще не дошел до призмы, до всякого преломления. Поэтому не удивительно, что свет разделяется на цвета из-за свойства призмы не одинаково преломлять лучи, и вновь смешивается из цветов при помощи линзы или каким-либо иным способом, составляя вновь белизну».

Трудно переоценить значение исследований Ньютона. Один из наиболее выдающихся советских физиков академик Л. И. Мандельштам (1879—1944), внесший большой вклад в развитие оптики, в своем докладе «Оптические работы Ньютона» отмечал: «Ньютон впервые дал действенное учение о цветах, на основании которого он сам нашел огромное число новых фактов, количественно связанных друг с другом, и открыл путь к нахождению новых... Из рамок доньютоновой геометрической оптики все вопросы о цветах выпадали. Ньютон показал справедливость закона преломления для каждого цвета в отдельности. Таким образом, настоящую законченную количественную форму геометрическая оптика получила лишь благодаря открытию Ньютона. Целый класс явлений стал теперь доступен количественному рас-

смотрению». Как подчеркивал Л. И. Мандельштам, «работы Ньютона помимо их огромного фактического значения, знаменуют собой принципиальный поворот направления физической науки вообще». Вряд ли будет преувеличением сказать, что до Ньютона все исследователи, в том числе и Галилей, приступая к исследованию физической проблемы, исходили из априорных *) представлений. Опыт служил для их проверки или, в лучшем случае, для внесения поправок. Ньютон порвал с этой традицией. Он считал, что методами познания являются наблюдение, опыт и обобщение полученных результатов, что «наилучший и самый надежный метод философствования, по-видимому, заключается в том, чтобы сначала усердно изучать свойства вещей и установить эти свойства при помощи опыта, а затем осторожно переходить к гипотезам для их объяснения». Другой выдающийся советский физик-оптик академик С. И. Вавилов (1891—1951), подаривший нам великолепный перевод на русский язык ньютоновских «Лекций по оптике» и «Оптики», писал: «В отличие от всех своих предшественников (и даже таких, как Леонардо, Галилей, Джилиберт), Ньютон постигает искусство рационального опыта, отвечающего на определенные вопросы и, наоборот, выдвигающего новые вопросы. В его руках комбинация опытов становится таким же могучим и гибким средством научного мышления, как логика и математика».

Работы Эйлера; сопоставление цветам разчых длин волн. Последующее развитие теории дисперсии света опиралось как на фундамент на оптические исследования Ньютона. Был четко осознан тот факт, что с каждым «цветом» в спектре надо сопоставлять световую волну определенной длины. Отметим в этой связи труды знаменитого русского математика Леонарда Эйлера (1707—1783). По словам С. И. Вавилова, «разбирая движение светового луча, Эйлер пишет, вероятно, впервые в истории учения о свете, привычное нам теперь уравнение плоской гармонической волны, т. е. создает аппарат элементарной волновой оптики».

*) Априорный — принятый заранее, рассматриваемый предположительно в качестве исходного положения,

Т а б л и ц а

Цвет	Длина световой волны, мкм
Фиолетовый	0,4 — 0,45
Синий	0,45 — 0,5
Голубой	0,5 — 0,53
Зеленый	0,53 — 0,57
Желтый	0,57 — 0,59
Оранжевый	0,59 — 0,62
Красный	0,62 — 0,75

В таблице дано сопоставление разным цветам соответствующих длин волн света в воздухе ($1 \text{ мкм} = 10^{-6} \text{ м}$). Рассматривая эту таблицу, можно обратить внимание на два весьма важных обстоятельства. Первое состоит в том, что переход от одного цвета к другому совершается *непрерывно*, постепенно; каждому цвету сопоставляется не какая-то одна длина волны света, а длины волн, попадающие в некоторый интервал значений. Так, для фиолетового цвета в таблице указан интервал примерно от 0,4 до 0,45 мкм. Мы говорим «примерно» по той причине, что и сами границы цветовых интервалов не являются точными. Художники хорошо знают, как много различных оттенков может иметь тот или иной цвет; все они различаются длиной волны света (или сочетанием длин света). Строго говоря, выделение именно *семи* цветов (фиолетовый, синий, голубой, зеленый, желтый, оранжевый, красный) достаточно условно и не имеет четкого физического обоснования. Поэтому, говоря о монохроматическом свете, следует обращаться не к *цвету* (как это делал Ньютон), а к *длине волны* света (как это и принято в современной оптике). Впрочем, и само понятие монохроматического света требует уточнения. Световых лучей со строго определенной длиной волны не существует; в любом луче представлен некоторый набор длин волн в интервале значений, скажем, от λ до $\lambda + \Delta\lambda$. На практике монохроматическими считают лучи, для которых $\Delta\lambda/\lambda \ll 1$. Чем меньше $\Delta\lambda/\lambda$, тем выше *степень монохроматичности* света. Наиболее высока степень

монохроматичности для излучения лазера; в этом случае $\Delta\lambda/\lambda$ может быть порядка 10^{-6} и даже еще меньше.

Второе важное обстоятельство, усматриваемое из таблицы, связано с тем, что по мере перехода от фиолетовой части спектра к красной длина волны света постепенно увеличивается. Опыты Ньютона и других исследователей показывали, что по мере указанного перехода показатель преломления уменьшается. Отсюда следовал вывод: зависимость показателя преломления от длины волны света описывается *убывающей* функцией. Иначе говоря, *с увеличением длины волны света показатель преломления уменьшается*.

Открытие аномальной дисперсии света; опыты Кундта. До второй половины XIX века считали, что этот вывод справедлив всегда. Но вот в 1860 г. французский физик Леру, проводя измерения показателя преломления для ряда веществ, неожиданно обнаружил, что пары йода преломляют синие лучи в меньшей степени, нежели красные. Леру назвал обнаруженное им явление *аномальной дисперсией* света. Если при обычной (нормальной) дисперсии показатель преломления с ростом длины волны уменьшается, то при аномальной (необычной) дисперсии показатель преломления, наоборот, увеличивается. Явление аномальной дисперсии было детально исследовано немецким физиком Кундтом в 1871—1872 гг. При этом Кундт воспользовался методом скрещенных призм, который был предложен в свое время Ньютоном.

На рис. 4.10, а воспроизведена уже знакомая читателю картина: при прохождении через две скрещенные стеклянные призмы свет дает на экране наклоненную полоску спектра. Теперь предположим, что одна из стеклянных призм заменена полой призматической кюветой, заполненной раствором органического соединения, называемого цианином; именно такую призму использовал Кундт в одном из своих опытов. Схема опыта Кундта представлена на рис. 4.10, б, где 1 — стеклянная призма, а 2 — призма, заполненная раствором цианина. Стеклянная призма дает нормальную дисперсию. Так как ее преломляющее ребро ориентировано вниз, то ось длин волн для пучка лучей, выходящих из данной призмы, также

направлена вниз (ось λ на экране). Вдоль перпендикулярного направления на экране (вдоль оси n) откладываются значения показателя преломления вещества, заполняющего вторую призму. На экране наблюдается весьма специфическая картина спектра, качественно отличающаяся от той, какую наблюдал в своих опытах Ньютон. Видно, что $n(\lambda_1) < n(\lambda_2)$, хотя $\lambda_1 < \lambda_2$. Заслуга Кундта заключается не только в том, что он убедительно продемонстрировал явление

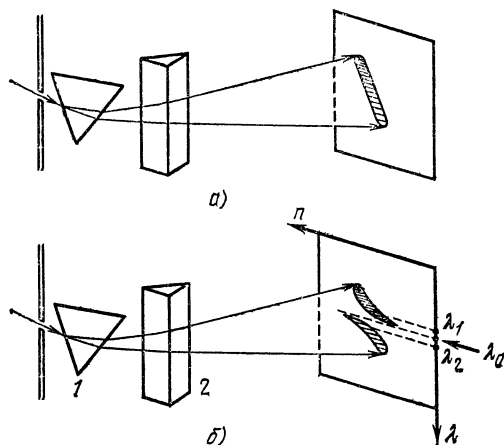


Рис. 4.10.

аномальной дисперсии, но и в том, что он указал на связь этого явления с *поглощением* света в веществе. Указанная на рисунке длина волны λ_0 есть длина волны, вблизи которой наблюдается сильное поглощение света в растворе цианина.

Последующие исследования аномальной дисперсии света показали, что наиболее интересные экспериментальные результаты получаются, когда вместо двух скрещенных призм используется, например, призма и интерферометр. Такая экспериментальная методика была применена известным русским физиком Д. С. Рождественским в начале XX в. Рис. 4.11, воспроизведенный с фотографии, полученной Д. С. Рождественским, демонстрирует явление аномальной дисперсии в парах натрия. Внеся в используемую методику существенные усовершенствования,

ученый разработал так называемый «метод крюков», широко применяемый в современной экспериментальной оптике.

Согласно современным представлениям и нормальной, и аномальная дисперсии рассматриваются как явления единой природы, описываемые в рамках



Рис. 4.11.

единой теории. Эта теория основывается на электромагнитной теории света, с одной стороны, и на электронной теории вещества, — с другой. Строго говоря, термин «аномальная дисперсия» сохраняет сегодня лишь исторический смысл. С сегодняшних позиций, нормальная дисперсия — это дисперсия вдали от длин волн, при которых происходит поглощение света в данном веществе, тогда как аномальная дисперсия — это дисперсия в области полюсов поглощения вещества. На рис. 4.12 показана характерная зависимость показателя преломления от длины волны света для некоторого вещества, сильно поглощающего вблизи λ_0 . В незаштрихованной области наблюдается нормальная дисперсия, а в заштрихованной — аномальная.

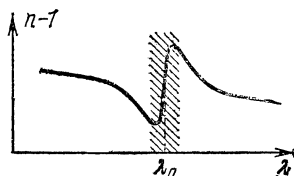


Рис. 4.12.

Замечания по поводу отражательной призмы. Переходя к вопросам практического использования дисперсии света в призмах и призмных устройствах, напомним сначала замечания, сделанные в предыдущей беседе по поводу отражательной призмы на рис. 3.5, в. Эту призму называют *призмой Дове*. Мы говорили, что в данной призме разложение света на цвета не наблюдается на практике вследствие того, что все лучи выходят из призмы параллельно друг другу и исходный пучок имеет некоторую ширину.

Допустим на минуту, что световой пучок бесконечно узок и содержит (для простоты) всего две длины волны — соответственно в фиолетовой и красной областях спектра. Как видно из рис. 4.13, а, фиолетовый и красный лучи, выходя из призмы параллельно друг другу, оказываются смещенными относительно друг друга на некоторое расстояние Δl . Это смещение

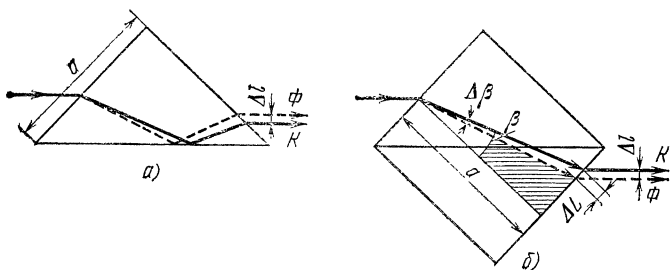


Рис. 4.13.

зависит от длины ребра призмы a и от показателей преломления для красного и фиолетового лучей. Ясно, что реальный световой пучок всегда имеет некоторую ширину; обозначим ее через d . Очевидно, что наблюдатель сможет различить (обычно говорят: разрешить) красный и фиолетовый лучи на выходе призмы лишь в том случае, если $\Delta l > d$. В противном случае указанные лучи (точнее, пучки) будут взаимно перекрываться и смешиваться.

Рассмотрим следующую задачу. *Найти максимально допустимую ширину светового пучка d , позволяющую разрешить на выходе призмы Дове световые лучи с показателями преломления $n = 1,33$ (красный луч) и $n + \Delta n = 1,34$ (фиолетовый луч). Длина ребра призмы $a = 4$ см.*

Задача решается особенно просто, если заменить призму Дове стеклянным кубиком (см. рис. 4.13, б). Нетрудно видеть, что такая замена, упрощая рассмотрение, в то же время не меняет сути дела. Искомую ширину пучка d найдем из условия $d = \Delta l = \Delta L / \sqrt{2}$. Из рисунка видно, что

$$\Delta L = a \operatorname{tg} \beta - a \operatorname{tg} (\beta - \Delta \beta). \quad (4.1)$$

Из закона преломления получаем соответственно для красного и фиолетового лучей:

$$\sin \beta = \frac{1}{n \sqrt{2}}, \quad \sin (\beta - \Delta \beta) = \frac{1}{(n + \Delta n) \sqrt{2}}. \quad (4.2)$$

Используя (4.2), преобразуем (4.1) к виду

$$\begin{aligned}\Delta L &= \frac{a}{\sqrt{2n^2 - 1}} - \frac{a}{\sqrt{2(n + \Delta n)^2 - 1}} = \\ &= \frac{a}{\sqrt{2n^2 - 1}} \left[1 - \sqrt{\frac{2n^2 - 1}{2(n + \Delta n)^2 - 1}} \right].\end{aligned}$$

Далее воспользуемся тем, что $\Delta n \ll n$ и выполним следующие преобразования:

$$\begin{aligned}\sqrt{\frac{2n^2 - 1}{2(n + \Delta n)^2 - 1}} &= \sqrt{\frac{2n^2 - 1}{2n^2 - 1 + 4n\Delta n}} = \\ &= \sqrt{\frac{1}{1 + \Delta n \frac{4n}{2n^2 - 1}}} = \sqrt{1 - \Delta n \frac{4n}{2n^2 - 1}} = \\ &= 1 - \Delta n \frac{2n}{2n^2 - 1}.\end{aligned}$$

Таким образом,

$$\Delta L = \frac{\Delta L}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \, a n \Delta n (2n^2 - 1)^{-3/2}. \quad (4.3)$$

Подставляя в (4.3) численные значения из условия задачи, получаем $\Delta l = 0,02$ см. Итак, световой пучок должен иметь ширину менее одной пятой миллиметра, чтобы наблюдатель сумел разрешить красный и фиолетовый лучи на выходе призмы.

Дисперсионные призмы; угловая дисперсия. Рассматриваемая задача наглядно показывает, почему в отражательных призмах (и в плоскопараллельных пластинках) мы не наблюдаем на практике дисперсии света, обусловленной преломлением. Призмы, в которых дисперсия света проявляется достаточно четко, называют обычно *дисперсионными*. Лучи разного цвета выходят из дисперсионной призмы под *разными* углами, что и позволяет их разрешить. Предположим, что длина волны двух лучей различается на величину $\Delta\lambda$, а угол отклонения этих лучей в призме — на величину $\Delta\delta$. Отношение $\Delta\delta/\Delta\lambda$ называют *угловой дисперсией* призмы. Чем больше это отношение, тем выше способность призмы к разрешению разных длин волн. Можно сказать, что у отражательных призм угловая дисперсия равна нулю.

Рассмотрим задачу. Найти выражение для угловой дисперсии призмы с преломляющим углом θ в случае симметричного хода лучей. Известно, что при переходе от длины волны λ к длине волны $\lambda + \Delta\lambda$ показатель преломления изменяется от n к $n + \Delta n$.

Используя формулу (3.5), запишем соответствующее выражение для показателя преломления луча с длиной волны $\lambda - \Delta\lambda$

$$\sin \frac{\delta + \Delta\delta + \theta}{2} = (n + \Delta n) \sin \frac{\theta}{2}. \quad (4.4)$$

Учитывая малость угла $\Delta\delta$, преобразуем (4.4) к виду

$$\sin \frac{\delta + \theta}{2} + \frac{\Delta\delta}{2} \cos \frac{\delta + \theta}{2} = n \sin \frac{\theta}{2} + \Delta n \sin \frac{\theta}{2}.$$

Отсюда находим (с учетом (3.5))

$$\Delta\delta = \frac{2 \sin \frac{\theta}{2}}{\cos \frac{\delta + \theta}{2}} \Delta n = \frac{2 \Delta n \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{1 - \sin^2 \frac{\delta + \theta}{2}}} = \frac{2 \Delta n \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}}.$$

Таким образом,

$$\frac{\Delta\delta}{\Delta\lambda} = \frac{2 \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \frac{\Delta n}{\Delta\lambda}. \quad (4.5)$$

Относительно часто используется $\theta = 60^\circ$. В этом случае угловая дисперсия призмы описывается выражением

$$\frac{\Delta\delta}{\Delta\lambda} = \frac{2}{\sqrt{4 - n^2}} \frac{\Delta n}{\Delta\lambda}. \quad (4.6)$$

Пусть, как и в предыдущей задаче, $n = 1,33$, $\Delta n = 0,01$. Полагая, что преломляющий угол призмы равен 60° , и используя в связи с этим соотношение $\Delta\delta = 2 \Delta n / \sqrt{4 - n^2}$, находим $\Delta\delta = 0,013$ (иначе говоря, $45'$). Это означает, что на экране, удаленном от призмы, скажем, на 1 м, относительное смещение центров красного и фиолетового лучей составит $\Delta l = \Delta\delta \cdot 100 \text{ см} = 1,3 \text{ см}$. Совсем нетрудно в данном случае разрешить эти лучи; надо лишь, чтобы ширина светового пучка не превышала 1 см.

Спектральные приборы — монохроматоры и спектрометры; схема Фукса — Уодсворта. Дисперсионные призмы широко применяются в различных видах *спектральных приборов*. Такие приборы предназначены для выделения из спектра излучения некоторой его части (*монохроматоры*) или для исследования спектра излучения (*спектроскопы, спектрографы, спектрометры*). Заметим, что исследование спектров (*спектральный анализ*) имеет исключительно большое научное и практическое значение, поскольку спектры газов состоят из набора отдельных линий и каждому химическому элементу, входящему в состав

данного газа, соответствуют свои определенные спектральные линии. По линиям, представленным в исследуемом спектре, можно, таким образом, судить о химическом составе данного вещества.

Призмные спектральные приборы различаются, прежде всего, по типу используемых в них оптических схем. В качестве примера рассмотрим схему Фукса — Уодсворта. На рис. 4.14 показан один из вариантов

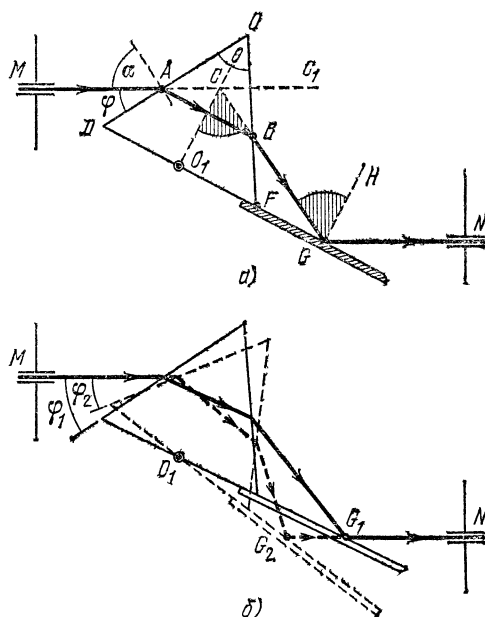


Рис. 4.14.

этой схемы. Дисперсионная призма с преломляющим углом $\theta = 60^\circ$ жестко скреплена с плоским зеркалом, отражающая плоскость которого в данном варианте схемы совпадает с основанием призмы. Призму вместе с зеркалом можно поворачивать вокруг точки O_1 , изменяя тем самым угол φ , образуемый входной гранью призмы и исходным немонахроматическим световым пучком, распространяющимся вдоль фиксированного направления MC_1 . Световой пучок сначала проходит через призму, а затем отражается от зеркала. Испытывая преломление в призме, исходный

немонохроматический пучок расщепляется на монохроматические лучи, выходящие из призмы в разных направлениях. Через выходной коллиматор N выйдет из прибора только тот монохроматический луч, который после отражения от зеркала будет распространяться параллельно исходному немонахроматическому пучку. Убедимся, что это есть световой луч, который проходит через призму *симметричным* образом; иначе говоря, докажем, что при симметричном ходе луча через призму отраженный луч GN параллелен MC_1 . Рассматриваемый луч показан на рис. 4.14, а. Поскольку он проходит через призму симметричным образом, то $\angle MCO_1 = \angle O_1CG$. Так как $O_1O \parallel GH$, то $\angle O_1CG = \angle CGH$. Кроме того, $\angle CGH = \angle HGN$ (угол падения равен углу отражения). Таким образом, $\angle MCO_1 = \angle O_1CG = \angle CGH = \angle HGN$. Отсюда следует, что $\angle MCG = \angle CGN$, а это и означает, что $GN \parallel MC_1$.

Итак, световой луч, у которого длина волны такова, что он распространяется внутри призмы параллельно ее основанию, попадает после отражения от зеркала в коллимирующую щель N и покидает прибор. Остальные же лучи (соответствующие другим длинам волн) не пройдут через коллиматор N . Длина волны λ светового луча, выходящего из N , определяется значением $n(\lambda)$ показателя преломления, удовлетворяющим условию (напомним (3.5))

$$n(\lambda) = \frac{\sin \alpha}{\sin (\theta/2)} = 2 \cos \varphi. \quad (4.7)$$

Если изменить угол φ , немного повернув призму вместе с зеркалом вокруг O_1 (при этом щели M и N остаются фиксированными), то условие (4.7) будет удовлетворяться уже для другой длины волны. Теперь симметричный ход через призму будет иметь световой луч с этой другой длиной волны; он и пройдет через коллиматор N .

На рис. 4.14, б показаны соответственно сплошными и штриховыми линиями два положения призмы с зеркалом и для каждого положения — световой луч, выходящий из N . Первое положение (сплошные линии) отвечает углу $\varphi = \varphi_1$, а второе (штриховые линии) — углу $\varphi = \varphi_2$. Поскольку $\varphi_2 < \varphi_1$, то согласно (4.7) $n(\lambda_1) < n(\lambda_2)$ и, следовательно, $\lambda_1 > \lambda_2$. Пово-

рачивая призму с зеркалом вокруг O_1 , можно получить на выходе N монохроматический пучок с той или иной длиной волны (из диапазона длин волн, характеризующего исходный пучок).

Подчеркнем, что в рассмотренной схеме (как, впрочем, и в других применяемых на практике схемах) исходный пучок должен быть хорошо коллимирован; кроме того, необходимо, чтобы только определенным образом отраженный от зеркала направленный пучок получал возможность покинуть прибор. Для этого можно использовать вогнутые сферические

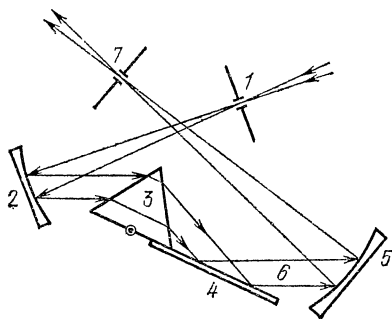


Рис. 4.15.

зеркала, как показано на рис. 4.15. Здесь 1 — входное отверстие, 2 — вогнутое сферическое зеркало, фокус которого совпадает в входным отверстием (это зеркало формирует определенным образом направленный коллимированный пучок, который падает на призму), 3 — призма, 4 — плоское зеркало, 5 — вогнутое сферическое зеркало, отражающее определенным образом направленный пучок 6 в выходное отверстие 7 (фокус зеркала совпадает с выходным отверстием).

Разумеется, рассмотренная схема — лишь одна из многих, применяемых в призмных спектральных приборах. В частности, используются многопризменные схемы, схемы с комбинацией призм и линз и другие.

Гёте против Ньютона. Завершая беседу, вернемся еще раз к Ньютону и расскажем о поучительном противостоянии — Гёте против Ньютона. Крупнейший немецкий поэт Иоганн Вольфганг Гёте (1749—1832),

проявлявший большой интерес к теории возникновения цветов и даже написавший на эту тему книгу, не разделяя научных взглядов Ньютона и не был согласен с его выводами, касающимися разложения солнечного света на цвета. Не давая себе труда вникнуть в суть опытов Ньютона, не пытаясь повторить их, Гёте сходу отвергал ньютоновскую теорию цветов. Он писал: «Утверждения Ньютона — чудовищное предположение. Да и как это может быть, чтобы самый прозрачный, самый чистый цвет — белый — оказался смесью цветных лучей?» Гёте указывал, что еще никому из художников не удавалось, смешивая краски разных цветов, получить белую краску; они неизбежно получали лишь серые грязные тона. Гёте упрекал Ньютона в том, что его теория неспособна объяснить голубизну неба. До Ньютона, заявлял Гёте, все было ясно: черное ночное небо при появлении Солнца окрашивается в голубой цвет вследствие смешения белого солнечного света с чернотой неба. Если же встать на точку зрения Ньютона, говорил он, и предположить, что голубой цвет самостоятелен, то в этом случае пришлось бы объяснять голубой цвет неба голубым цветом самого воздуха. Но тогда непонятно, почему дальние горные вершины кажутся не голубыми, а розоватыми, и почему заходящее Солнце представляется нам красным.

Конечно, Гёте и Ньютон были очень разными людьми по складу мышления, по характеру отношения к природе и процессу познания ее законов. Ньютон — человек с необычайно развитым аналитическим умом, стремящийся каждый шаг вперед перепроверить и подкрепить опытом и вычислениями. Это дошный исследователь, требовавший от себя и от других «не смешивать домыслы с достоверностями». С другой стороны, Гёте — в значительно большей степени вдохновенный мечтатель и философ, нежели физик. Он воспринимал мир как нечто целое, не делимое на части; эксперименту и точным расчетам он предпочитал вымысел, фантазию, озарение.

Неудивительно, что Гёте не понял Ньютона и не согласился с ним. И конечно же, Гёте неправ, горячо критикуя результаты, полученные Ньютоном. В этом противостоянии двух выдающихся личностей мы, естественно, на стороне Ньютона. Тем не менее се-

годня (именно сегодня) мы не можем отмахнуться от замечаний Гёте, потому что независимо от намерений Гёте мы видим в них рациональное зерно.

Основное в этих замечаниях можно свести к утверждению, что свойства света, выявленные в опытах Ньютоном, не являются свойствами истинного света, с каким имеет дело природа, а являются свойствами света, «замученного разного рода орудиями пытки — щелями, призмами, линзами». На это любил обращать внимание академик Л. И. Мандельштам, который, по словам профессора МГУ Г. С. Горелика, «видел здесь какое-то, — пусть наивное и однобокое, — предвосхищение современной точки зрения на роль измерительной аппаратуры». Физика XX в., а точнее, одна из ее наиболее интересных ветвей, исследующая законы поведения микрообъектов (ее называют квантовой механикой), показала, что, производя то или иное измерение в микромире, мы неизбежно и притом непредсказуемо искажаем то, что измеряем. Оказывается, таким образом, что, исследуя природу на уровне микроявлений, человек неизбежно вносит необратимые искажения в нее. Так, измеряя импульс электрона, мы вносим искажения, исключаящие одновременное измерение его координаты. И наоборот, измеряя координату электрона, мы вносим искажения, делающие невозможным одновременное измерение импульса.

Гениальное предвосхищение грядущих проблем физики и есть то рациональное зерно в замечаниях Гёте, мимо которого мы не можем сегодня пройти. Конечно, критика Гёте сама по себе была направлена не по адресу; совершенно ясно, что она ни в малейшей мере не умаляет той огромной роли, какую сыграл Ньютон в развитии физики. Однако поставленные в этой критике философские вопросы, безусловно, интересны и, к тому же, сегодня весьма актуальны. И пожалуй, наиболее хорошо эти вопросы Гёте поставил не в «Учении о цветах», а в своем бессмертном «Фаусте»:

«Во всем подслушать жизнь стремясь,
Спешат явления обездушить,
Забыв, что если в них нарушить
Одушевляющую связь,
То больше нечего и слушать»,

Что же касается конкретного упрека Гёте Ньютону в том, что тот не смог объяснить голубого цвета неба и красного цвета заходящего Солнца, то здесь, конечно, возразить нечего. Преломление и дисперсия света действительно не объясняют отмеченных явлений. Объяснение этих явлений было найдено значительно позднее — в результате изучения *рассеяния света* молекулами воздуха, на основе так называемой молекулярной оптики, в развитие которой внес решающий вклад академик Л. И. Мандельштам. Но все это уже выходит за рамки нашей беседы.

КАК ВОЗНИКАЕТ РАДУГА?

Наверное, нет человека, который не любовался бы радугой. Это великолепное красочное явление на небосводе издавна привлекало всеобщее внимание. Ее считали доброй предвестницей, приписывали ей магические свойства. Само название «радуга» происходит от словосочетания «райская дуга». Существует старинное английское поверье, согласно которому у подножия радуги можно найти горшок с золотом.

В наши дни все знают, что волшебными свойствами радуга может обладать лишь в сказках, а в действительности радуга — это оптическое явление, связанное с преломлением световых лучей на многочисленных капельках дождя. Однако далеко не все знают, как именно преломление света на капельках дождя приводит к возникновению на небосводе гигантской многоцветной дуги. Поэтому полезно подробнее остановиться на физическом объяснении этого эффектного оптического явления.

Радуга глазами внимательного наблюдателя. Прежде всего заметим, что радуга может наблюдаться только в стороне, *противоположной* Солнцу. Если встать лицом к радуге, то Солнце окажется сзади. Радуга возникает, когда Солнце освещает завесу дождя. По мере того как дождь стихает, а затем прекращается, радуга блекнет и постепенно исчезает. Наблюдаемые в радуге цвета чередуются в такой же последовательности, как и в спектре, получаемом при пропускании пучка солнечных лучей через призму. При этом внутренняя (обращенная к поверхности Земли) крайняя область радуги окрашена в фиолетовый цвет, а внешняя крайняя область — в красный. Нередко над основной радугой возникает еще одна (вторичная) радуга — более широкая и размытая. Цвета во вторичной радуге чередуются в обратном

порядке: от красного (крайняя внутренняя область дуги) до фиолетового (крайняя внешняя область).

Для наблюдателя, находящегося на относительно ровной земной поверхности, радуга появляется при условии, что угловая высота Солнца над горизонтом не превышает примерно 42° . Чем ниже Солнце, тем больше угловая высота вершины радуги и тем, следовательно, больше наблюдаемый участок радуги. Вторичная радуга может наблюдаться, если высота Солнца над горизонтом не превышает примерно 52° .

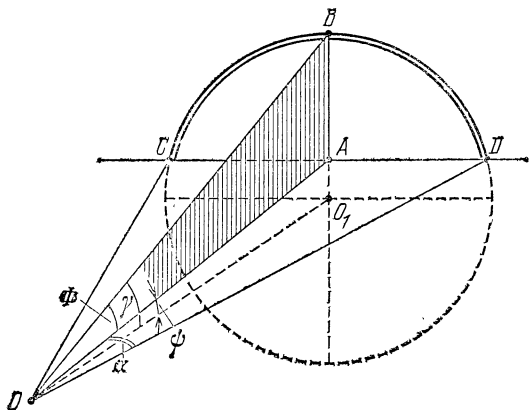


Рис. 5.1.

Радуга может рассматриваться как гигантское «колесо», которое как на ось «надето» на воображаемую прямую линию, проходящую через Солнце и наблюдателя. На рис. 5.1 эта прямая обозначена как прямая OO_1 ; O — наблюдатель, OCD — плоскость земной поверхности, $\angle AOO_1 = \psi$ — угловая высота Солнца над горизонтом. Чтобы найти $\operatorname{tg} \psi$, достаточно разделить рост наблюдателя на длину отбрасываемой им тени. Точка O_1 называется противосолнечной точкой; она находится ниже линии горизонта CD . Из рисунка видно, что радуга представляет собой окружность основания конуса, ось которого есть OO_1 ; γ — угол, составляемый осью конуса с любой из его образующих (угол раствора конуса). Разумеется, наблюдатель видит не всю указанную окружность, а только ту часть ее (на рисунке участок CBD), кото-

рая находится над линией горизонта. Заметим, что $\angle AOB = \Phi$ есть угол, под которым наблюдатель видит вершину радуги, а $\angle AOD = \alpha$ — угол, под которым наблюдатель видит каждое из оснований радуги (где, по английскому поверью, закопан горшок с золотом). Очевидно, что

$$\Phi + \psi = \gamma. \quad (5.1)$$

Таким образом, положение радуги по отношению к окружающему ландшафту зависит от положения наблюдателя по отношению к Солнцу, а угловые размеры радуги определяются высотой Солнца над горизонтом. Наблюдатель есть вершина конуса, ось которого направлена по линии, соединяющей наблюдателя с Солнцем; радуга есть находящаяся над линией горизонта часть окружности основания этого конуса. При передвижениях наблюдателя указанный конус, а значит, и радуга, соответствующим образом перемещаются; поэтому бесполезно охотиться за обещанным горшком золота.

Здесь необходимо сделать два пояснения. Во-первых, когда мы говорим о прямой линии, соединяющей наблюдателя с Солнцем, то имеем в виду не истинное, а наблюдаемое направление на Солнце. Оно отличается от истинного на угол рефракции. Во-вторых, когда мы говорим о радуге над линией горизонта, то имеем в виду относительно далекую радугу — когда завеса дождя удалена от нас на несколько километров. Можно наблюдать также и близкую радугу, например, радугу, возникающую на фоне большого фонтана. В этом случае концы радуги как бы уходят в землю. Степень удаленности радуги от наблюдателя не влияет, очевидно, на ее угловые размеры.

Из (5.1) следует, что $\Phi = \gamma - \psi$. Для основной радуги угол γ равен примерно 42° (для желтого участка радуги), а для вторичной этот угол составляет 52° . Отсюда ясно, почему земной наблюдатель не может любоваться основной радугой, если высота Солнца над горизонтом превышает 42° , и не увидит вторичную радугу при высоте Солнца, превышающей 52° . Если наблюдатель находится в самолете, то замечания относительно высоты Солнца требуют пересмотра; кстати говоря, наблюдатель в самолете может увидеть радугу в виде полной окружности.

Однако где бы ни находился наблюдатель (на поверхности Земли или над нею), он всегда есть центр ориентированного на Солнце конуса с углом раствора 42° (для основной радуги) и 52° (для вторичной). Почему именно 42° и 52° ? На этот вопрос мы ответим позднее.

Рассмотрим задачу. Найти углы, под которыми видны вершина и основание радуги, если высота Солнца над горизонтом $\psi = 20^\circ$. Угловое расстояние вершины радуги определяется непосредственно из (5.1): $\Phi = \gamma - \psi = 42^\circ - 20^\circ = 22^\circ$. Чтобы найти угловое расстояние основания радуги α , обратимся к рис. 5.1. Из треугольника BOO_1 : $OO_1/OB = \cos \gamma$. Из треугольника AOO_1 : $OO_1/OA = \cos \psi$. Из треугольника AOD : $OA/OD = \cos \alpha$. Так как

$$\frac{OO_1}{OB} = \frac{OO_1}{OA} \cdot \frac{OA}{OB} = \frac{OO_1}{OA} \cdot \frac{OA}{OD},$$

то, следовательно, $\cos \gamma = \cos \psi \cos \alpha$. Таким образом,

$$\cos \alpha = \frac{\cos \gamma}{\cos \psi} = \frac{\cos 42^\circ}{\cos 20^\circ} = 0,79.$$

Отсюда следует, что $\alpha = 38^\circ$.

Развитие представлений о физике возникновения радуги — от Флетчера, Доминико и Декарта к Ньютону. Многократно наблюдая радугу, люди, естественно, издавна пытались понять физический механизм

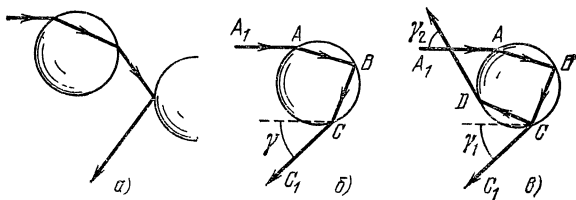


Рис. 5.2.

ее возникновения. В 1571 г. Флетчер из Бреслау опубликовал работу, в которой утверждал, что наблюдатель видит радугу в результате попадания в его глаз световых лучей, каждый из которых испытал двукратное преломление в одной капле дождя и последующее отражение от другой капли дождя (рис. 5.2, а). Итальянец Антонио Доминико (1566—1624) предложил иной (и, заметим, правильный) вариант прохождения светового луча к наблюдателю. Он утверждал,

что световой луч, участвующий в формировании изображения радуги, испытывает двукратное преломление и одно отражение в одной и той же дождевой капле (рис. 5.2, б). Исходный солнечный луч A_1A , входя в каплю, преломляется в точке A , затем испытывает отражение в точке B и, наконец, выходит из капли, преломляясь в точке C . В глаз наблюдателя попадает луч CC_1 . Он образует угол γ с исходным лучом A_1A ; в результате наблюдатель видит радугу под углом γ к направлению падающих солнечных лучей.

Рене Декарт, развивая представления Доминико, объяснил возникновение вторичной радуги. Он исходил из того, что в каждой из точек A , B и C (см. рис. 5.2, б) световой луч испытывает как преломление, так и отражение. Правда, лучи, отраженные в точке A , а также преломленный в B , не участвуют в формировании изображения радуги и в данном случае интереса не представляют. Что же касается луча, отраженного в точке C , то он может, преломившись в точке D , выйти из капли и участвовать в формировании еще одного изображения радуги (рис. 5.2, в). Если первое изображение радуги наблюдатель видит под углом $\gamma_1 = 42^\circ$, то второе он увидит под углом $\gamma_2 = 52^\circ$. Естественно, что вторичная радуга оказывается более бледной, чем основная: часть энергии луча CD теряется при отражении в точке D .

Однако ни Доминико, ни Декарт не сумели объяснить, почему наблюдатель видит радугу именно под углом 42° (или 52°). Главное же, они оказались не в состоянии объяснить возникновение цветов радуги. Так, Доминико полагал, что световые лучи, которые проходят внутри капли наименьший путь и поэтому в наименьшей степени смешиваются с темнотой, дают красный цвет, тогда как лучи, проходящие наибольший путь внутри капли, в наибольшей степени смешиваются с темнотой и в результате образуют фиолетовый цвет. Из предыдущей беседы читатель уже знаком с этими наивными доньютоновскими представлениями о возникновении цвета при преломлении.

Объяснение возникновения радуги в ньютоновских «Лекциях по оптике». Ньютонова теория цветов позволила полностью объяснить физический механизм

образования радуги. В «Лекциях по оптике» Ньютона можно найти следующие строки, в которых фактически дано исчерпывающее объяснение возникновения радуги: «Из лучей, входящих в шар, некоторые выходят после одного отражения, другие после двух отражений; есть лучи, выходящие после трех и даже большего числа отражений. Поскольку дождевые капли очень малы относительно расстояния до глаза наблюдателя, так что физически могут считаться за точки, то не стоит совсем рассматривать их величины, а только углы, образуемые падающими лучами с выходящими. Там, где эти углы наибольшие или наименьшие, выходящие лучи обычно более сгущены. Так как различные роды лучей составляют различные наибольшие или наименьшие углы, то лучи, наиболее плотно собирающиеся у различных мест, имеют стремление к проявлению собственных цветов» (курсив наш. — Авт.).

Основная информация в крайне лаконичной форме заключена в строках, выделенных нами курсивом. Эти строки нуждаются в разъяснении. Вся дальнейшая часть нашей беседы будет, по сути дела, посвящена разъяснению выделенных здесь строк из ньютоновских «Лекций по оптике».

Ход светового луча в капле дождя. Предположим сначала, что все лучи, падающие на дождевую каплю, имеют одну и ту же длину волны. Это означает, что сначала рассматривается только преломление (и отражение) лучей в капле без учета дисперсии света. Пусть на каплю радиуса R падает параллельный пучок монохроматических световых лучей. Будем называть прицельным параметром луча отношение $\xi = \rho/R$, где ρ — расстояние от

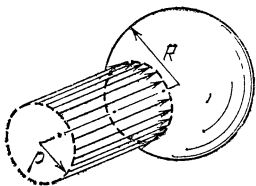


Рис. 5.3.

данного луча до параллельной ему прямой, проходящей через центр капли. Вследствие симметрии капли все лучи, имеющие одинаковый прицельный параметр (эти лучи показаны на рис. 5.3), описывают внутри капли аналогичные траектории и выходят из капли под одним и тем же углом к первоначальному направлению. Сферическая симметрия капли приво-

дит также к тому, что траектория каждого луча лежит в плоскости; эта плоскость проходит через данный луч и параллельную ему прямую, проведенную через центр капли. Поэтому будем рассматривать двумерную задачу, изображая ход световых лучей в упомянутой плоскости (это и будет плоскость рисунка).

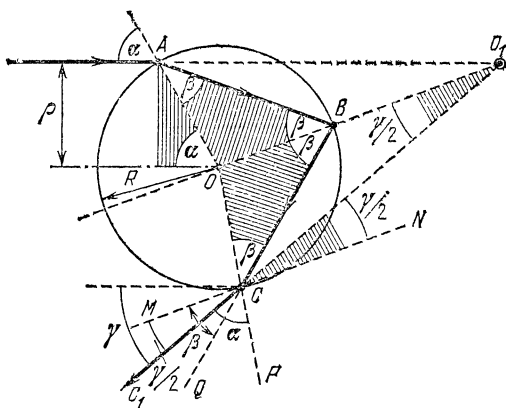


Рис. 5.4.

На рис. 5.4 показан ход светового луча, имеющего прицельный параметр ρ/R . Обозначим через α угол падения луча на каплю; легко видеть, что $\sin \alpha = \rho/R = \xi$. Поскольку треугольники AOB и BOC равнобедренные, то $\angle OAB = \angle ABO$ и $\angle OBC = \angle BCO$. Угол падения равен углу отражения, поэтому $\angle ABO = \angle OBC$. Обозначим все эти углы через β (см. рисунок). Угол, образуемый падающим лучом с выходящим, обозначим через γ . Так как картина хода луча симметрична относительно прямой OO_1 , то $\angle OO_1C = \gamma/2$. Через точку C проведем прямую $MN \parallel OO_1$; ясно, что $\angle MCC_1 = \angle O_1CN = \angle OO_1C = \gamma/2$. Далее учтем, что $\angle C_1CP = \alpha$ и $\angle QCP = \beta$. Из того, что $MN \parallel OO_1$, следует, что $\angle MCQ = \angle OBC = \beta$. В итоге получаем $\angle MCC_1 = \angle MCQ - (\angle C_1CP - \angle QCP) = \beta - (\alpha - \beta)$. Таким образом, $\gamma/2 = \beta - (\alpha - \beta)$ или, иначе,

$$\beta = \frac{\gamma + 2\alpha}{4}, \quad (5.2)$$

Выразим угол γ через прицельный параметр луча ξ . Закон преломления в точке A имеет вид $\sin \alpha / \sin \beta = n$. Используя (5.2), получаем отсюда

$$\sin \frac{\gamma + 2\alpha}{4} = \frac{\sin \alpha}{n}, \quad (5.3)$$

или, иначе,

$$\frac{\gamma + 2\alpha}{4} = \arcsin \left(\frac{\sin \alpha}{n} \right).$$

Итак,

$$\gamma = 4 \arcsin \left(\frac{\sin \alpha}{n} \right) - 2\alpha \quad (5.4)$$

или, с учетом того, что $\sin \alpha = \rho/R = \xi$,

$$\gamma = 4 \arcsin \left(\frac{\xi}{n} \right) - 2 \arcsin \xi. \quad (5.5)$$

Вспоминая замечание Ньютона о том, что размеры капли несущественны и она может «считаться за точку», отметим: соотношения (5.3) и (5.4), являющиеся основными для дальнейшего рассмотрения, содержат только углы (γ и α) и, разумеется, показатель преломления воды n .

Рассмотрим задачу. При каких значениях прицельного параметра световой луч выйдет из капли строго назад? Итак, требуется найти значения ξ , при которых $\gamma = 0$. Полагая в (5.5) $\gamma = 0$, получаем $2 \arcsin(\xi/n) = \arcsin \xi$ или, иначе, $\sin [2 \arcsin(\xi/n)] = \xi$. Учитывая, что $\sin 2\gamma = 2 \sin \gamma \sqrt{1 - \sin^2 \gamma}$ находим отсюда

$$2 \frac{\xi}{n} \sqrt{1 - \left(\frac{\xi}{n} \right)^2} = \xi. \quad (5.6)$$

Уравнение (5.6) имеет два корня. Первый корень очевиден: $\xi_1 = 0$. Второй корень имеет вид

$$\xi_2 = \frac{n}{2} \sqrt{4 - n^2}. \quad (5.7)$$

Подставляя в (5.7) $n = 4/3$, получаем $\xi = 0,994$. Заметим попутно, что обычно используемое для воды значение показателя преломления $n = 4/3$ соответствует лучам, попадающим в желтую часть спектра.

Наибольший угол между направлениями падающих на каплю и выходящих из нее лучей. Итак, по мере увеличения прицельного параметра лучей от нуля до единицы угол γ растет от нуля до некоторого максимального значения, а затем спадает, достигая

нуля при $\xi = 0,994$ (для желтых лучей). Весьма важно найти максимальное значение угла γ , поскольку, как отмечал Ньютон, «там, где эти углы наибольшие или наименьшие, выходящие лучи обычно более сгущены».

Рассмотрим в связи с этим задачу. *Найти максимальное значение угла между падающим на каплю и выходящим из нее лучами. При каком прицельном параметре реализуется этот угол? Показатель преломления принять равным $4/3$ (желтые лучи).* Используя (5.5), продифференцируем функцию $\gamma(\xi)$ и приравняем производную нулю:

$$\frac{d\gamma}{d\xi} = \frac{4}{n\sqrt{1-(\xi/n)^2}} - \frac{2}{\sqrt{1-\xi^2}} = 0.$$

Отсюда находим

$$\xi = \sqrt{\frac{4-n^2}{3}}. \quad (5.8)$$

При $n = 4/3$ получаем $\xi = 0,861$. Подставляя (5.8) в (5.5), находим выражение для максимального угла между падающим на каплю и выходящим из нее лучами:

$$\gamma_{\max} = 4 \arcsin \left(\frac{1}{n} \sqrt{\frac{4-n^2}{3}} \right) - 2 \arcsin \sqrt{\frac{4-n^2}{3}}. \quad (5.9)$$

При $n = 4/3$ получаем $\gamma_{\max} = 42^\circ 02'$.

На рис. 5.5 представлена полученная для желтых лучей зависимость угла γ от прицельного параметра ξ . На каждую дождевую каплю падают лучи со всевозможными (от 0 до 1) прицельными параметрами. Они выходят из капли под разными углами γ . Естественно, что наблюдатель увидит более яркими те лучи, которые будут иметь меньшую расходимость. Такими являются лучи, попадающие в район максимума кривой, показанной на рис. 5.5, т. е. лучи, для которых $\gamma = 42^\circ$. По выражению Ньютона, именно эти лучи «более сгущены».

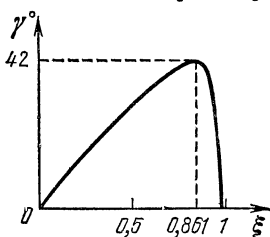


Рис. 5.5.

«Сгущение» выходящих из капли лучей вблизи угла $\gamma = 42^\circ$ хорошо демонстрирует рис. 5.6, на котором показаны аккуратно вычисленные траектории световых лучей, характеризующихся различными

прицельными параметрами (траектории получены для $n = 4/3$).

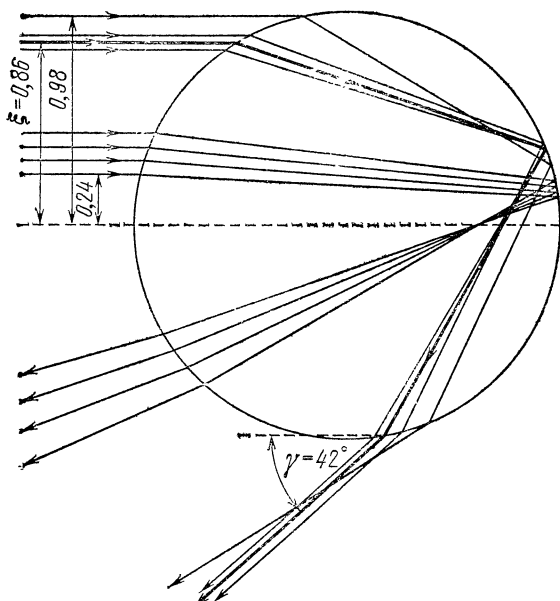


Рис. 5.6.

Теперь легко понять, почему радуга имеет вид дуги, наблюдаемой под углом 42° к прямой линии, проходящей через наблюдателя и Солнце. Для простоты будем полагать, что Солнце находится у самой

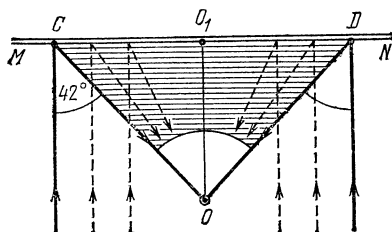


Рис. 5.7.

линии горизонта и что завеса дождя имеет вид отвесной стены, плоскость которой перпендикулярна к направлению падающих лучей. На рис. 5.7 дан разрез

рассматриваемой ситуации плоскостью земной поверхности. Здесь MN — линия дождя, O — положение наблюдателя, O_1 — противосолнечная точка. Заштрихована область, в пределах которой к наблюдателю попадают лучи, каждый из которых испытал в капле дождя отражение и двукратное преломление; вне этой области такие лучи к данному наблюдателю не попадают. Лучи, приходящие к наблюдателю от дождевых капель, находящихся справа от S и слева от D , заметно ослаблены вследствие относительно большой расходимости; наиболее яркими будут лучи, приходящие к наблюдателю от границы заштрихованной области, т. е. от капель вблизи точек S и D , поскольку расходимость этих лучей минимальна. Итак, если бы в спектре Солнца была представлена лишь одна длина волны, то наблюдатель увидел бы радуку в образе узкой светящейся дуги.

Объяснение чередования цветов в основной и вторичной радугах. В действительности же в солнечном спектре представлены различные длины волн; поэтому реально наблюдаемое зрелище оказывается красочным. Сделаем следующий шаг — учтем *немонохроматичность* солнечного света.

Предположим для простоты, что рассматриваются только две длины волн; пусть они характеризуются показателями преломления $n_k = 1,331$ (красный луч) и $n_\phi = 1,344$ (фиолетовый луч). Подставляя n_k и n_ϕ в (5.8) и (5.9), получаем

для красного луча: $\xi_k = 0,862$, $\gamma_k = 42^\circ 22'$;

для фиолетового луча: $\xi_\phi = 0,855$, $\gamma_\phi = 40^\circ 36'$.

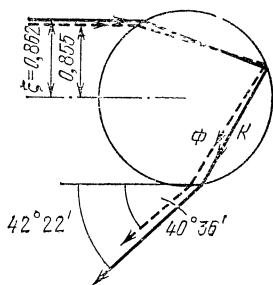


Рис. 5.8.

На рис. 5.8 показаны траектории красного и фиолетового лучей для случая, когда каждый из них по выходе из капли образует наибольший угол с первоначальным направлением.

Итак, значения наибольшего угла между направлениями выходящего из капли и падающего на нее

лучей оказываются разными для лучей с разными длинами волны. Вспомним Ньютона: «Так как различные роды лучей составляют различные наибольшие углы, то лучи, наиболее плотно собирающиеся у различных мест, имеют стремление к проявлению собственных цветов». Наблюдатель будет видеть красную дугу под углом $42^{\circ}20'$ и фиолетовую дугу под углом $40^{\circ}40'$ (напоминаем, что эти углы рассматриваются между направлениями от наблюдателя к радуге и к противосолнечной точке). Отсюда ясно, почему внешний край радуги окрашен в красный цвет, а внутренний — в фиолетовый.

Говоря о цветах радуги, отметим еще одно обстоятельство. Ограничиваясь по-прежнему двумя цветами, воспроизведем на рис. 5.9 ситуацию, аналогичную

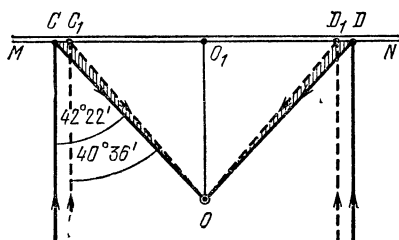


Рис. 5.9.

той, какая была показана на рис. 5.7. По направлениям CO и DO к наблюдателю приходят относительно интенсивные красные лучи; фиолетовые лучи по этим направлениям не распространяются. По направлениям C_1O и D_1O к наблюдателю приходят относительно интенсивные фиолетовые лучи и ослабленные вследствие расходимости красные лучи. В этих направлениях наблюдатель увидит фиолетовый цвет, к которому в небольшой степени будет примешан красный. В направлениях от точек, лежащих между C_1 и D_1 , к наблюдателю будут приходить ослабленные (расходящиеся) красные и фиолетовые лучи; они будут смешиваться друг с другом и давать в итоге (с учетом других цветов) белый свет.

Таким образом, возникновение на небосводе цветной дуги объясняется не только тем, что для каждого цвета существует свой наибольший угол γ , но и

тем, что вблизи этого угла перекрытие (смешивание) цветов происходит в наименьшей степени. Из сказанного можно сделать еще один вывод: красная часть радуги выглядит более сочной, насыщенной, тогда как к ее фиолетовой части примешаны красные тона. Заметим, что призмы позволяют получать более чистые цветовые тона по сравнению с радугой. Можно сказать, что спектр радуги похож на спектр призмы, если последний разглядывать через прозрачное слегка красноватое стекло.

До сих пор мы говорили об основной радуге. Аналогичные рассуждения применимы, очевидно, и ко вторичной радуге. При этом надо учесть лишь, что вторичная радуга возникает в результате двукратного преломления и двукратного отражения световых лучей в дождевой капле (напомним рис. 5.2, в). Можно показать, что наибольший угол между направлениями выходящего из капли и падающего на нее лучей равен в данном случае примерно 52° . Мы не будем выполнять соответствующих расчетов. Приведем лишь рис. 5.10, из которого видно, почему чередование цветов во вторичной радуге оказывается противоположным порядку чередования цветов в основной радуге.

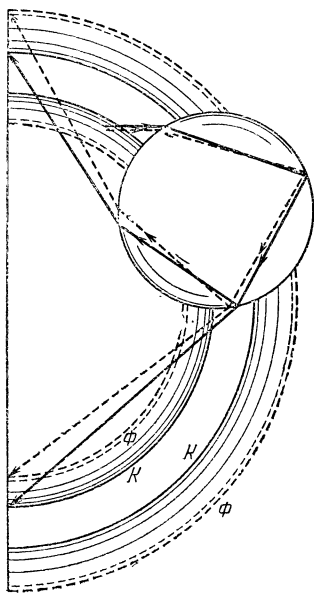


Рис. 5.10.

Радуга на других планетах. Читатель, внимательно проследивший за всеми нашими рассуждениями, должен убедиться в том, какое большое расстояние лежит от обычно бытующего представления, что «радуга — это очень просто, это солнечные лучи, преломляющиеся в каплях дождя», до действительного понимания физического механизма возникновения радуги. Разобравшись в этом механизме, мы можем позволить себе немного пофантазировать. Поставим во-

прос: как выглядела бы радуга, если бы показатель преломления вдруг увеличился для всех длин волн, скажем, в 1,25 раза? (Вообразим, что мы очутились на некоторой планете, где роль воды выполняет какая-то иная жидкость.) Это означает, что теперь для красного луча $n_k = 1,66$, а для фиолетового $n_f = 1,68$. Используя (5.9), получаем в этом случае $\gamma_k = 11^\circ$ и $\gamma_f = 10^\circ$. Таким образом, угловые размеры радуги уменьшились в четыре раза. Для наблюдения радуги необходимо теперь, чтобы высота Солнца над горизонтом не превышала 10° . Если показатель преломления будет приближаться к $n = 2$, то радуга будет стягиваться в яркое пятно, находящееся в направлении противосолнечной точки.

Причины возникновения гало; гало и радуга. В завершение беседы поговорим немного еще об одном оптическом явлении — *гало*. В отличие от радуги это явление наблюдается значительно реже; наверное, многие читатели о нем даже не слышали. Приведем небольшой отрывок из книги М. Миннарта «Свет и цвет в природе»: «После нескольких дней прекрасной погоды барометр падает и начинает дуть южный ветер. На западе появляются высокие облака, прозрачные и быстрые, небо постепенно становится молочно-белым. Кажется, что Солнце светит сквозь матовое стекло, его очертания становятся расплывчатыми. Пейзаж освещен особенным, неопределенным светом. Я «чувствую», что вокруг Солнца должно появиться гало! И почти всегда я прав. Вокруг Солнца мы видим яркое кольцо с радиусом около 22° . Лучше всего при этом стать в тень дома или держать руку против Солнца, чтобы не быть ослепленным. Это великолепное зрелище! Каждому, кто видит его впервые, кольцо кажется грандиозным — а ведь это только «малое гало»; другие явления гало имеют гораздо больший масштаб... Вы можете видеть подобный круг и около Луны».

Итак, гало имеет вид светящегося кольца вокруг Солнца или Луны; угловой радиус кольца около 22° . Это есть так называемое малое гало. Наблюдается также большое гало — кольцо с угловым радиусом около 46° .

Явление гало по своей природе родственно радуге. Радуга возникает в результате преломлений и отра-

жений света в каплях дождя, а гало появляется в результате преломлений света в ледяных кристалликах, из которых состоят верхние облака. Эти кристаллики часто имеют форму правильных шестигранных призм (рис. 5.11, а). Преломление светового луча в такой призме можно рассматривать как преломление в обычной треугольной призме, имеющей преломляющий угол 60° (рис. 5.11, б) либо 90° (рис. 5.11, в).

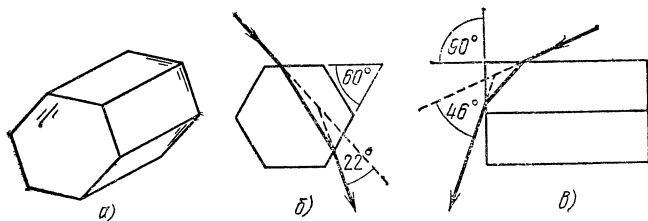


Рис. 5.11.

Все эти призмы различно ориентированы по отношению к падающим солнечным лучам. Поэтому, проходя через призмы, лучи будут отклоняться на разные углы. Существенно, что из всех лучей, которые в результате преломления попадают в глаз наблюдателя, наиболее яркими будут те, которые проходят через призму *симметричным образом*. Напомним, что этот случай соответствует *минимальному* углу отклонения лучей в призме, а как указывал еще Ньютон, «там, где эти углы (углы между падающими и выходящими лучами. — *Авт.*) наибольшие или наименьшие, выходящие лучи более сгущены». Любопытно, что радуго наблюдатель видит под наибольшим углом отклонения луча (и, к тому же, в стороне, противоположной Солнцу), тогда как гало он видит под наименьшим углом отклонения луча (и притом повернувшись к Солнцу лицом). Рис. 5.12 поясняет возникновение как малого, так и большого гало. Угол $\delta_1 = 22^\circ$ есть угол наименьшего отклонения луча в случае, изображенном на рис. 5.11, б, а угол $\delta_2 = 46^\circ$ — угол наименьшего отклонения в случае на рис. 5.11, в. Эти углы могут быть найдены из соотношения (3.6). Полагая $n = 1,31$ и $\theta = 60^\circ$, получаем $\delta = 22^\circ$; при $\theta = 90^\circ$ находим $\delta = 46^\circ$.

Вследствие дисперсии света кольца гало всегда окрашены в радужные тона (внутренняя область колец красная). Поскольку призма с преломляющим углом 90° характеризуется большей угловой дисперсией, чем призма с преломляющим углом 60° , то большое гало имеет более насыщенные цвета, нежели малое.

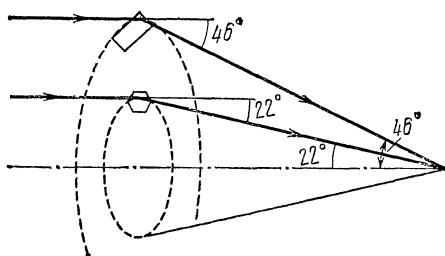


Рис. 5.12.

Если оси шестигранных ледяных призм, вызывающих явление гало, ориентированы беспорядочно, то интенсивность свечения кольца гало будет одинакова

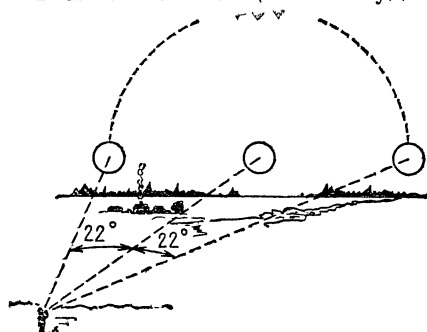


Рис. 5.13.

по всей его окружности. При наличии преимущественной ориентации осей шестигранников отдельные участки кольца будут представляться наблюдателю особенно яркими по сравнению с другими участками. В таких случаях явление гало может приобретать весьма специфическую форму, например, может напоминать крест. «И бысть знамение, стояще солнце в круге, а посреди круга крест», — читаем мы в одной

из древнерусских летописей (XII в.). Такое видение на небе приводило в трепет религиозных людей, представлялось им грозным «божьим знамением», предвещавшим многочисленные беды и смерти.

Предположим, что оси ледяных шестигранников ориентированы строго вертикально. В этом случае гало будет иметь вид не кольца, а двух ярких изображений, напоминающих Солнце, расположенных на одной горизонтальной прямой с настоящим Солнцем (рис. 5.13). Это явление имеет специальное название — *ложные солнца* (паргелии). Наблюдатель видит как бы три Солнца; угловое расстояние между каждой парой таких солнц составляет 22° . Подобную картину можно иногда наблюдать в тихую погоду при низком положении Солнца.

КАК ПОЛУЧАЮТ ОПТИЧЕСКИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ?

Предположим, что надо получить на экране (или на фотопластинке) изображение некоторого объекта. Всякий понимает, что для этого недостаточно просто поместить освещенный объект перед

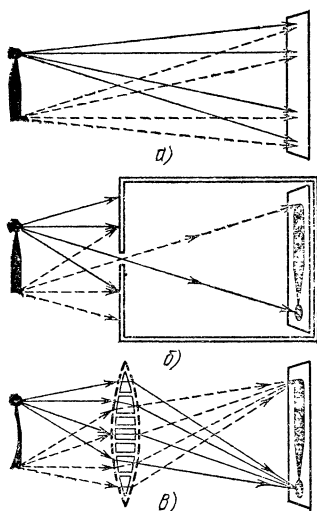


Рис. 6.1.

экраном. Ведь в этом случае световые лучи, отраженные от той или иной точки поверхности объекта, будут «засвечивать» всю поверхность экрана (рис. 6.1, а). Для получения на экране изображения объекта необходимо принять меры к тому, чтобы «упорядочить» систему лучей, попадающих от объекта на экран. Надо, чтобы лучи от каждой точки поверхности объекта попадали в соответствующую точку экрана.

Получение изображения в камере-обскуре. Проще всего поставить между объектом и экраном непроницаемую перегородку с не-

большим отверстием (рис. 6.1, б). На экран попадут только те лучи от объекта, которые смогут пройти через отверстие; остальные лучи будут задержаны перегородкой. В результате на экране возникнет перевернутое изображение объекта. Такой способ получения изображений лежит в основе так называемой *камеры-обскуры*. Поскольку в формировании изображения участвует в данном случае лишь очень небольшое число отраженных объектом лучей, то для на-

блюдения изображения приходится помещать экран внутри затемненного объема.

Получение изображения в линзовой системе. В камере-обсуре изображение формируется в результате того, что все «неподходящие» лучи попросту отсекаются. Более интересен вариант, когда эти лучи не отсекаются, а соответствующим образом искривляются (например, за счет преломления) и в результате также участвуют в создании изображения. В принципе это можно сделать, используя систему специально подобранных и расположенных призм (рис. 6.1, в). На практике это достигается, если вместо системы призм воспользоваться *линзой* — прозрачным телом, ограниченным двумя сферическими поверхностями (см. штриховое изображение на рис. 6.1, в). Хорошо известно, что именно линзовые системы находят самое широкое применение в современной технике получения оптических изображений.

Итак, используя линзу, можно пучок лучей, выходящих из точки A , снова собрать в одну точку — точку A_1 (рис. 6.2, а). Не противоречит ли это *принципу*

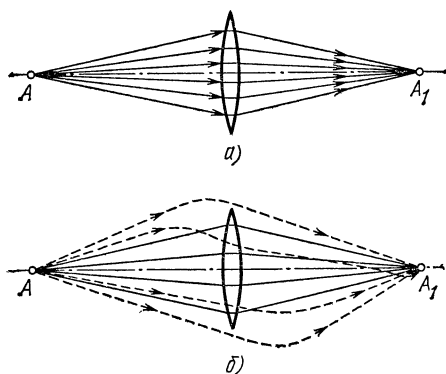


Рис. 6.2.

Ферма (принципу наименьшего времени), с которым мы познакомились в первой беседе? Ведь в случае, показанном на рис. 6.2, а, свет проходит из A в A_1 по *различным* траекториям, тогда как, казалось бы, он должен был «выбрать» ту траекторию, для прохождения которой требуется наименьшее время.

Разумеется, рассматриваемый случай несколько не противоречит принципу Ферма. Дело в том, что, во-первых, все показанные на рис. 6.2, а траектории требуют *одинаковое* время для прохождения и, во-вторых, это время действительно меньше времени прохождения по любой иной траектории, не попадающей в данное семейство траекторий, например, по любой траектории, показанной штриховыми линиями на рис. 6.2, б.

Вывод формулы тонкой линзы на основе принципа Ферма. Принцип Ферма не только не вступает в противоречие с собирающим действием линзы, но позволяет без использования закона преломления получить *формулу тонкой линзы*. Под этой формулой понимается соотношение, связывающее радиусы кривизны R_1 и R_2 поверхностей линзы, имеющей показатель преломления n , с расстояниями d и f от линзы до объекта и его изображения соответственно. Под тонкой линзой понимается линза, толщина которой много меньше, чем R_1 и R_2 . Заметим, что для установления формулы тонкой линзы достаточно воспользоваться условием равенства времени прохождения по любым двум траекториям из тех, которые показаны на рис. 6.2, а.

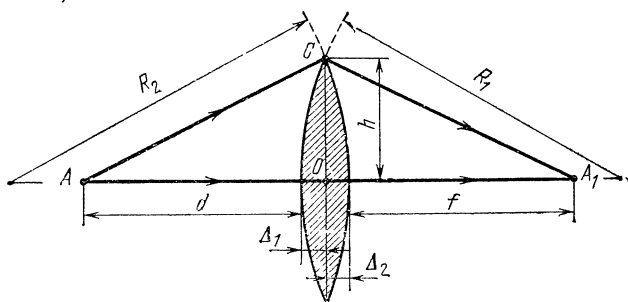


Рис. 6.3.

В качестве одной из таких траекторий выберем прямую, соединяющую точки A и A_1 , а в качестве другой — траекторию, проходящую через самый край линзы (лучи AOA_1 и ACA_1 на рис. 6.3). Время прохождения света по траектории AOA_1 есть $T_1 = [d + n(\Delta_1 + \Delta_2) + f]/c$, а по ACA_1 есть

$$T_2 = [\sqrt{(d + \Delta_1)^2 + h^2} + \sqrt{(f + \Delta_2)^2 + h^2}]/c.$$

Приравнивая T_1 к T_2 , получаем

$$d + n(\Delta_1 + \Delta_2) + f = \sqrt{(d + \Delta_1)^2 + h^2} + \sqrt{(f + \Delta_2)^2 + h^2}. \quad (6.1)$$

Будем полагать, что справедливо так называемое *параксиальное* приближение; это означает, что углы между световыми лучами и оптической осью линзы AA_1 могут считаться очень малыми. Таким образом, $h \ll (d + \Delta_1)$, $h \ll (f + \Delta_2)$ и следовательно,

$$\begin{aligned} \sqrt{(d + \Delta_1)^2 + h^2} &= (d + \Delta_1) \sqrt{1 + \left(\frac{h}{d + \Delta_1}\right)^2} = \\ &= (d + \Delta_1) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{d + \Delta_1}\right)^2\right] = d + \Delta_1 + \frac{h^2}{2(d + \Delta_1)}. \end{aligned}$$

Соответственно находим, что

$$\sqrt{(f + \Delta_2)^2 + h^2} = f + \Delta_2 + \frac{h^2}{2(f + \Delta_2)}.$$

Подставляя полученные результаты в (6.1), находим

$$(n - 1)(\Delta_1 + \Delta_2) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{d + \Delta_1} + \frac{1}{f + \Delta_2} \right). \quad (6.2)$$

Учитывая, что в тонкой линзе $\Delta_1 \ll d$ и $\Delta_2 \ll f$, перепишем (6.2) в виде

$$(n - 1)(\Delta_1 + \Delta_2) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{f} \right). \quad (6.3)$$

Далее учтем, что

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= R_1 - \sqrt{R_1^2 - h^2} = R_1 - R_1 \sqrt{1 - \left(\frac{h}{R_1}\right)^2} = \\ &= R_1 - R_1 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{h}{R_1}\right)^2\right] = \frac{h^2}{2R_1} \end{aligned}$$

и, соответственно, $\Delta_2 = h^2/2R_2$, после чего формула (6.3) превращается в формулу тонкой линзы:

$$(n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}. \quad (6.4)$$

Величину

$$(n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \equiv \frac{1}{F} \quad (6.5)$$

называют *оптической силой* линзы; F есть *фокусное расстояние* линзы. Точки на оптической оси по обе

стороны от линзы, находящиеся на расстоянии F от нее, называются *фокусами*.

Подставляя (6.5) в (6.4), получаем формулу, которая, безусловно, известна читателю:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}. \quad (6.6)$$

Если точечный источник световых лучей находится в фокусе линзы ($d = F$), то согласно (6.6) $1/f = 0$;

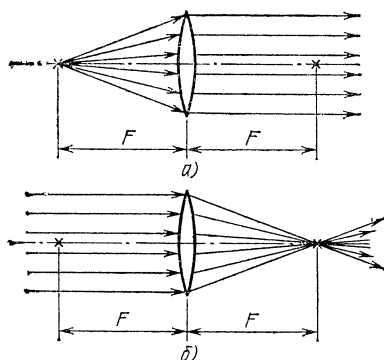


Рис. 6.4.

в данном случае линза формирует пучок параллельных лучей, как бы переносящих изображение светящейся точки в бесконечность (рис. 6.4, а). Исходя из обратимости хода световых лучей, можно заключить, что параллельный световой пучок, распространяющийся вдоль оптической оси, будет сфокусирован линзой в точку, находящуюся в фо-

кусе (действительно, согласно (6.6) из $d = \infty$ следует, что $f = F$, рис. 6.4, б).

Обратим внимание на то, что в формулу (6.4) не входит величина h , т. е. не входит расстояние между рассматриваемыми лучами в плоскости линзы. Именно поэтому можно утверждать, что любой другой луч, вышедший из A и прошедший через линзу, обязательно придет в точку A_1 . Нетрудно сообразить, что отсутствие величины h в формуле тонкой линзы есть следствие применения параксиального приближения и того факта, что линза тонкая, так как именно в этом случае

$$\sqrt{(d + \Delta_1)^2 + h^2} = d + \Delta_1 + \frac{h^2}{2(d + \Delta_1)},$$

$$\sqrt{(f + \Delta_2)^2 + h^2} = f + \Delta_2 + \frac{h^2}{2(f + \Delta_2)},$$

$$\Delta_1 = \frac{h^2}{2R_1}, \quad \Delta_2 = \frac{h^2}{2R_2}.$$

Естественно, что параксиальное приближение есть всего лишь приближение; чем шире световой пучок, тем хуже оно работает. Очевидно также, что всякая линза имеет некоторую толщину. Все это приводит к тому, что изображенная на рис. 6.4 картина оказывается идеализированной.

Сферическая и хроматическая аберрации. В действительности же линза не может, строго говоря, сфокусировать световой пучок в точку. Это невозможно, даже если допустить, что падающий на линзу пучок является строго параллельным (а таких пучков в действительности не бывает, как не бывает и точечных источников света).

Можно показать, что чем дальше световой луч отстоит от оптической оси линзы, тем меньше для него фокусное расстояние (рис. 6.5). Иными словами, края линзы отклоняют лучи сильнее, чем это требуется для их прохож-

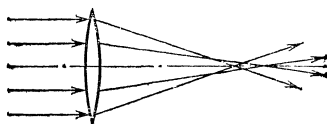


Рис. 6.5.

дения через изображение, формируемое лучами, проходящими через центральную область линзы. В результате четкость получаемого изображения ухудшается. Рассматриваемое явление называют *сферической аберрацией*.

В общем случае термин «абerrации» применяется ко всякого рода ухудшениям и искажениям изображений, формируемых в оптических системах и, в частности, в линзах. Сферическая аберрация — это лишь один из примеров аберраций. В качестве другого укажем *хроматическую аберрацию*. Этот вид аберрации связан с дисперсией света. Немонохроматический световой луч, проходя через линзу, расщепляется на лучи разных цветов; при этом фиолетовый луч отклоняется в большей мере, чем красный. Таким образом, фокусное расстояние линзы зависит, строго говоря, от длины волны света; оно возрастает по мере перехода от фиолетовой области спектра к красной. Хроматическая аберрация ухудшает качество изображения, приводя к появлению радужной каемки.

В рамках данной книги мы не можем более подробно останавливаться на аберрациях линз. Отметим лишь, что разработаны достаточно эффективные спо-

собы борьбы с ними; некоторые примеры будут приведены позднее. Пока же отвлечемся от аберраций и будем полагать, что рассматриваемые нами линзы и линзовые системы являются безаберрационными, или, как говорят в таких случаях, *идеальными*. Для того чтобы такое предположение имело основания, будем рассматривать монохроматические и притом достаточно узкие приосевые световые пучки.

Итак, вернемся к формулам (6.4) — (6.6).

Действительные и мнимые изображения. На рис. 6.6, а выполнено построение изображения B_1

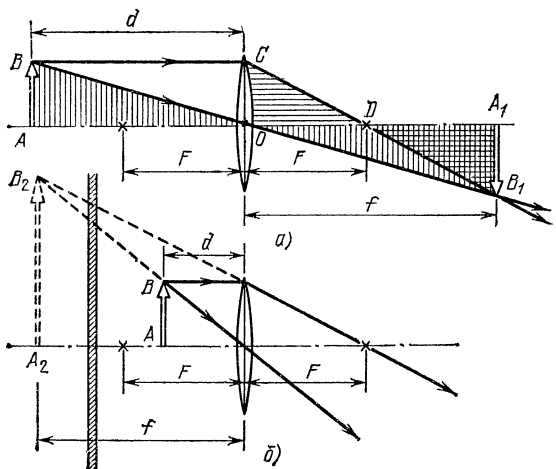


Рис. 6.6.

точки B при помощи двух лучей. Луч BC , проходящий параллельно оптической оси AA_1 после преломления в линзе, проходит через фокус D . Луч BO , проходящий через центр линзы, вообще не преломляется. Пересечение лучей CD и BO дает искомое изображение B_1 . Используя рассмотренное построение, нетрудно вывести формулу (6.6). Из подобия треугольников ABO и OA_1B_1 следует, что $AO/OA_1 = AB/A_1B_1$. Из подобия треугольников OCD и DA_1B_1 получаем, что $OD/DA_1 = OC/A_1B_1$. Так как $AB = OC$, то правые части написанных пропорций равны; отсюда следует, что $AO/OA_1 = OD/DA_1$ или, иначе, $d/j = F/(f - F)$. Нетрудно убедиться, что последнее равенство можно переписать в виде формулы (6.6).

Предположим теперь, что объект AB находится между линзой и ее фокусом, как это показано на рис. 6.6, б. Выполняя, как и прежде, построение изображения точки B по двум лучам, мы обнаруживаем два новых момента. Во-первых, изображение формируется теперь в результате пересечения не самих лучей, прошедших через линзу, а их продолжений (штриховые линии на рис. 6.6, б). Во-вторых, положение этого изображения на оптической оси линзы определяется уже не формулой (6.6), а, как нетрудно для читателя проверить самостоятельно, формулой

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f}. \quad (6.7)$$

Легко видеть, что полученное теперь изображение качественно отлично от изображения, полученного в предыдущем случае. В случае, показанном на рис. 6.6, а, можно было, при желании, получить фотографию объекта, поместив фотопластинку там, где сформировано изображение, т. е. в точку A_1 . В случае же, показанном на рис. 6.6, б, бесполезно помещать фотопластинку в ту область, где формируется изображение (в точку A_2); фотографии объекта мы при этом не получим. Можно вообразить довольно курьезную ситуацию. Предположим, что между точками A_2 и A (т. е. между изображением и объектом) находится непроницаемая стенка. В этом случае изображение окажется сформированным за стенкой, так что помещать туда фотопластинку заведомо бесполезно.

Может возникнуть вопрос, допустимо ли называть изображением то, что формально получается при пересечении не самих световых лучей, а их продолжений? Реально ли такое изображение? Несмотря на возникающие сомнения, ответ на этот вопрос положительный. Дело в том, что это изображение можно *видеть* (даже если существует упомянутая выше стенка). Чтобы видеть изображение, наблюдатель должен в данном случае занять соответствующую позицию по отношению к объекту и линзе. Это означает, что в рассматриваемом случае необходимо включить в оптическую схему также и *глаз наблюдателя*.

Мы вернемся к этому вопросу в следующей беседе, специально посвященной глазу как оптической

системе. Здесь же заметим лишь, что изображение, формируемое в результате пересечения самих лучей, называют *действительным*, тогда как изображение, получаемое пересечением продолжений лучей, называют *мнимым*. Если действительное изображение может быть зафиксировано на фотопластинке (экране), а затем и на сетчатке глаза наблюдателя, то мнимое изображение «фиксируется» только на сетчатке глаза. Между прочим, с мнимыми изображениями мы имеем дело довольно часто; это происходит всякий раз, когда мы смотрим в обычное зеркало.

Что же касается формул (6.7) и (6.6), то их можно рассматривать как два варианта одной и той же формулы $1/F = 1/d + 1/f$, где d и F положительные, а f положительно для действительных изображений и отрицательно для мнимых. Обозначение f в (6.7) и на рис. 6.6, б есть, следовательно, модуль отрицательной величины; поэтому формулу (6.7) следует переписать в виде

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{|f|}. \quad (6.8)$$

Собирающие и рассеивающие линзы. Полученные результаты справедливы не только для двояковыпуклой линзы, показанной на рис. 6.3, но и вообще для

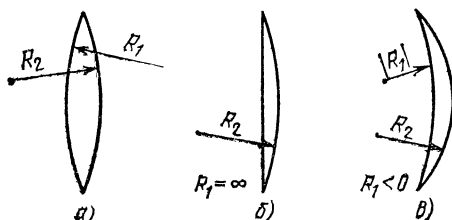


Рис. 6.7.

всех линз, относящихся к группе *собирающих*. Все эти линзы утолщаются в направлении от края линзы к центру. Падающий на такую линзу плоский световой пучок собирается в фокусе (если, разумеется, не учитывать aberrаций). Существуют три вида сферических собирающих линз; они показаны на рис. 6.7: а) двояковыпуклые, б) плосковыпуклые, в) выпукловогнутые. Все они могут описываться формулой (6.5),

если условиться, что радиус выпуклой поверхности линзы положителен, а вогнутой отрицателен.

Наряду с собирающими используются также *рассеивающие* линзы. Плоский световой пучок, падая на такую линзу, рассеивается; при этом продолжения преломленных лучей сходятся (в отсутствие aberrаций) в фокусе линзы (рис. 6.8). Виды рассеивающих линз показаны на рис. 6.9: *а) двояковогнутые, б) плосковогнутые, в) вогнуто-выпуклые*. Все рассеивающие линзы утолщаются в направлении от центра линзы к ее краю. Применяя к рассеивающим линзам

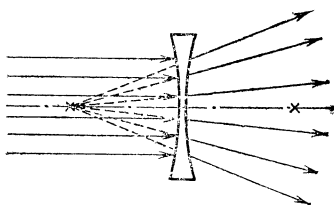


Рис. 6.8.

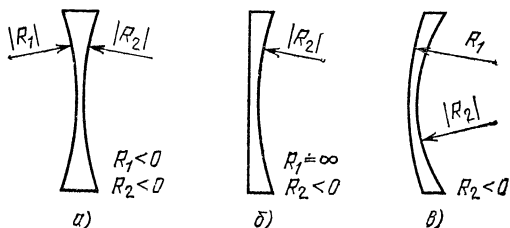


Рис. 6.9.

формулу (6.5), надо, как мы уже условились ранее, радиус вогнутой поверхности брать отрицательным, а выпуклой положительным. Нетрудно убедиться, что фокусное расстояние (а следовательно, и оптическая сила) рассеивающих линз всегда отрицательно. Формируемое рассеивающей линзой изображение всегда *мнимое* (рис. 6.10). Формулу (6.6) можно применять к рассеивающим линзам, если учесть, что теперь $F < 0$ и $f < 0$. В применении к рассеивающим линзам формула (6.6) может быть

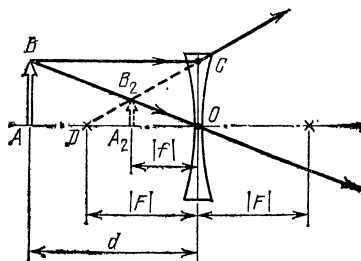


Рис. 6.10.

переписана в виде

$$-\frac{1}{|F|} = \frac{1}{d} - \frac{1}{|f|}. \quad (6.9)$$

Используя рис. 6.10, читатель без особого труда может получить формулу (6.9). Для этого ему достаточно воспользоваться подобием треугольников ABO и A_2B_2O , а также треугольников DCO и DB_2A_2 .

Линза в оптически плотной среде. В порядке дополнительного замечания отметим, что все сказанное выше о видах собирающих и рассеивающих линз относится к случаю, когда вещество линзы имеет больший показатель преломления, чем та среда, в которую эта линза помещена. Формулы (6.1) — (6.5) получены в предположении, что линза с показателем преломления n находится в воздушной среде, показатель преломления которой, как всегда в подобных случаях, принимается равным единице. Допустим теперь, что линза с показателем преломления n_1 находится в среде с показателем преломления n_2 . Возвращаясь к ситуации, изображенной на рис. 6.3, заметим, что теперь $T_1 = [n_2 d + n_1 (\Delta_1 + \Delta_2) + n_2 f]/c$, $T_2 = [\sqrt{(d + \Delta_1)^2 + h^2} + \sqrt{(f + \Delta_2)^2 + h^2}] n_2/c$, так что вместо (6.1) будем иметь равенство

$$d + \frac{n_1}{n_2} (\Delta_1 + \Delta_2) + f = \sqrt{(d + \Delta_1)^2 + h^2} + \sqrt{(f + \Delta_2)^2 + h^2}.$$

Оно отличается от (6.1) тем, что n заменено здесь на отношение n_1/n_2 . Учитывая эту замену, перепишем (6.4) и (6.5) в виде

$$\left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}, \quad (6.10)$$

$$\left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{F}. \quad (6.11)$$

Если $n_1 > n_2$ (например, стеклянная линза с $n_1 = 1,5$ находится в воде), то $(n_1/n_2 - 1) > 0$ и поэтому все сделанные ранее замечания о видах собирающих и рассеивающих линз остаются в силе. Если же линза помещается в среду, оптически более плотную, чем сама линза ($n_1 < n_2$), то $(n_1/n_2 - 1) < 0$, знак фокусного расстояния меняется на противоположный и в результате линза, бывшая в обычных условиях собирающей, становится рассеивающей (и наоборот). Это означает, в частности, что двояковыпуклая линза становится теперь рассеивающей, а двояковогнутая, наоборот, собирающей. Итак, одна и та же линза может быть и собирающей и рассеивающей — в зависимости от соотношения между показателями преломления линзы и той среды, в которой находится эта линза.

Из ранней истории развития линзовых систем. Когда появились первые линзы? На этот вопрос трудно дать определенный ответ. Можно утверждать, что уже Альхазену (XI век) была известна способность

плосковыпуклой линзы увеличивать изображение. Задачу о преломлении света на сферической поверхности впервые пытался рассмотреть известный английский естествоиспытатель Роджер Бэкон (1214—1292). Выпускник Оксфордского университета, широко образованный для своего времени человек, большой знаток античных и арабских рукописей, Бэкон активно пропагандировал экспериментальный метод исследований. Он внес большой вклад в развитие экспериментальной оптики, выполнив ряд исследований со сферическими зеркалами, камерой-обскурой, а также с плосковыпуклыми линзами (в те времена их называли чечевицами). В его трудах можно найти советы людям с плохим зрением накладывать на рассматриваемое изображение *плосковыпуклую чечевицу*. «Если человек, — писал Бэкон, — будет рассматривать буквы или другие мелкие предметы с помощью стекла или другого прозрачного тела, расположенного над буквами, и если это тело будет шаровым сегментом, выпуклость которого обращена к глазу, то буквы видны лучше и кажутся больше... И потому это приспособление полезно людям со слабым зрением».

В самом конце XIII в. появились *очки* и стало быстро развиваться *производство линз* (сначала выпуклых, а затем и вогнутых). Мы не знаем имени изобретателя очков. Возможно, что это открытие было сделано ремесленниками, занимавшимися шлифовкой стекол. Недаром же слово «линза» (*lente*) происходит от простонародного «чечевица» (*lenticchia*). К середине XIV в. очки получили широкое распространение. Из двояковыпуклых линз изготавливались «очки для старых» (они исправляли дальнюю зоркость), а из двояковогнутых линз — «очки для молодых» (они исправляли близорукость).

Изобретение зрительной трубы. Изобретение *зрительной трубы* связывают с именами голландских шлифовальщиков стекол Янсена, Мециуса и Липперсгейма. В процессе своей деятельности они, по-видимому, случайно подметили эффект увеличения далеких изображений в системе, состоящей из двух линз. Впрочем, изготовленные голландскими мастерами зрительные трубы были весьма несовершенными.

Первая усовершенствованная зрительная труба была изобретена и создана в 1609 г. знаменитым

итальянским ученым Галилео Галилеем (1564—1642). Фактически это был первый в мире *телескоп*. В своих трудах Галилей подробно писал о том, как он пришел к созданию телескопа. «Мы достоверно знаем, — писал он в труде, озаглавленном «Пробирные весы», — что голландец, первый изобретатель зрительной трубы, был простым мастером, изготавливавшим обыкновенные очки. Случайно, перебирая стекла разных сортов, он взглянул сразу через два стекла, одно выпуклое, другое вогнутое, находящиеся на разных расстояниях от глаза, и при этом увидел возникший эффект и таким образом открыл инструмент. Я же, движимый вышеупомянутым известием, нашел инструмент путем рассуждения...» Описывая в «Звездном вестнике» свою зрительную трубу, Галилей отмечал: «Я изготовил свинцовую трубу, на концах которой поместил два оптических стекла, оба плоских с одной стороны, а с другой стороны одно стекло выпукло-сферическое, другое вогнутое. Поместив глаз у вогнутого стекла, я видел предметы достаточно большими и близкими, казавшимися в десять раз больше, чем при взгляде простым глазом».

Ход лучей в трубе Галилея; угловое увеличение. Изобретенная Галилеем зрительная труба известна теперь как *труба Галилея*. Остановимся подробнее на ее устройстве и рассмотрим ход световых лучей в ней. Труба Галилея имеет две линзы — собирающую и рассеивающую. Собирающая линза находится на том конце трубы, который направлен на наблюдаемый объект; ее называют *объективом*. Рассеивающая линза находится на противоположном конце трубы, глаз наблюдателя оказывается в непосредственной близости от этой линзы; ее называют *окуляром*. Обозначим через F_1 фокусное расстояние объектива, а через $|F_2|$ — фокусное расстояние окуляра; существенно, что $F_1 > |F_2|$. Линзы размещаются в трубе на таком расстоянии друг от друга, чтобы совпадали их задние фокусы; в этом случае длина трубы $l = F_1 - |F_2|$. Разбирая ход световых лучей в трубе Галилея, мы отдельно рассмотрим две ситуации. Предположим, что сначала наблюдатель смотрит через трубу на сравнительно близкий объект небольших размеров; эту ситуацию поясняет рис. 6.11. Затем обратимся к ситуации, поясняемой рис. 6.12, когда

наблюдатель смотрит через трубу на очень удаленный объект, например, на Луну.

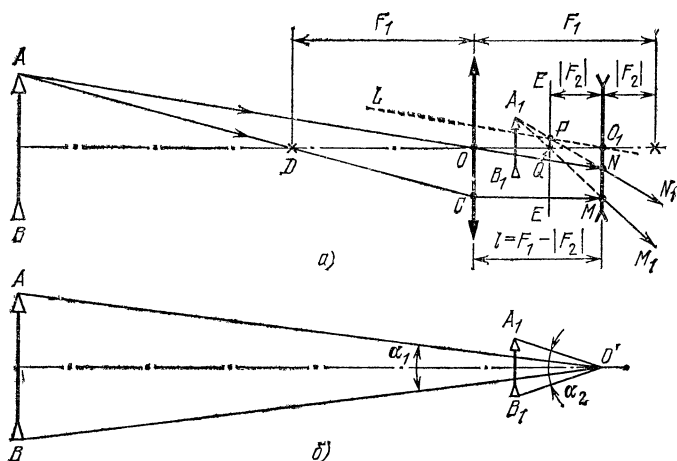


Рис. 6.11.

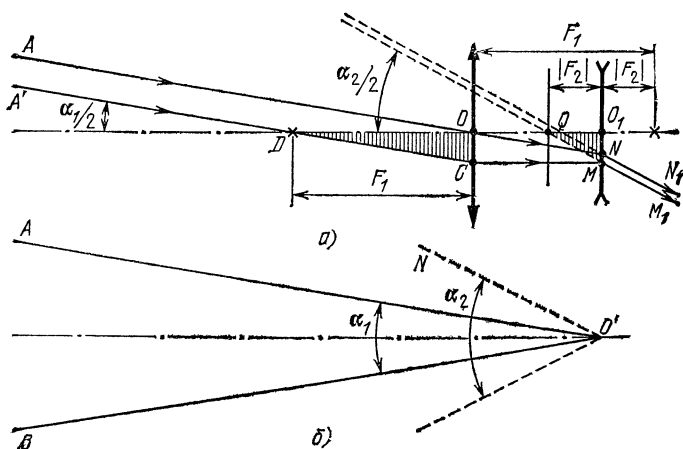


Рис. 6.12.

Начнем с разглядывания сравнительно близкого объекта. На рис. 6.11, а показан ход двух лучей, идущих от точки A объекта к объективу. Луч AO прохо-

дит через центр объектива O и попадает на окуляр в точке N . Чтобы найти дальнейший ход этого луча, проведем через центр окуляра O_1 луч $LO_1 \parallel ON$. Луч LO_1 пересечет фокальную плоскость EE окуляра в некоторой точке P . Можно утверждать, что световой луч NN_1 будет направлен по выходе из окуляра таким образом, чтобы его продолжение проходило именно через точку P . Это утверждение вытекает из известного правила: пучок параллельных лучей преломляется в идеальной линзе так, что либо сами лучи, ибо их продолжения пересекаются в точке, находящейся в фокальной плоскости линзы. В данном случае параллельными лучами являются LO_1 и ON ; ясно, что первый из них проходит через окуляр, не изменяя направления. Теперь обратимся ко второму световому лучу, выходящему из точки A объекта и попадающему в объектив трубы. Это есть луч AD на рис. 6.11, *а*. Он проходит через фокус D объектива; поэтому за объективом этот луч распространяется параллельно оптической оси линзы и преломляется в окуляре таким образом, что его продолжение проходит через фокус Q окуляра. Пересечение продолжений лучей NN_1 и MM_1 фиксирует точку A_1 , которая и является изображением точки A в трубе Галилея. Симметрично этой точке находится точка B_1 , являющаяся изображением точки B .

Мы видим, таким образом, что труба Галилея формирует неперевернутое (прямое) мнимое изображение объекта. Сравнивая размеры изображения A_1B_1 и объекта AB , читатель может прийти к выводу, что труба Галилея не увеличивает, а, напротив, уменьшает. Такой вывод, однако, неверен. Хотя отрезок A_1B_1 короче отрезка AB , все же он существенно *ближе* к глазу наблюдателя. Как показано на рис. 6.11, *б*, наблюдатель (он находится в точке O') видит изображение A_1B_1 под углом α_2 , который заметно больше угла α_1 , под которым наблюдатель видел бы объект в отсутствие зрительной трубы. Подчеркнем, что труба увеличивает *угол*, под которым наблюдатель видит объект; иными словами, труба увеличивает *угловые размеры* объекта. Отношение

$$\chi = \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} \quad (6.12)$$

называют *угловым увеличением*. В следующей беседе мы убедимся, что при разглядывании объекта существенно именно угловое (а не линейное) увеличение.

Далее предположим, что разглядываемый в трубу Галилея объект находится настолько *далеко* от наблюдателя, что попадающие в объектив лучи от той или иной точки объекта могут рассматриваться как *параллельные* лучи. Направим трубу Галилея на Луну. Невооруженным глазом диск Луны виден под углом $\alpha_1 = 0,5^\circ$ (строго говоря, из-за рефракции света в атмосфере угол α_1 зависит от высоты Луны над горизонтом, что в данном случае для нас несущественно). Допустим, что изображенные на рис. 6.12, а параллельные лучи AO и $A'D$ идут в объектив трубы от верхнего края лунного диска; они составляют угол $\alpha_1/2$ с оптической осью трубы, нацеленной на центр лунного диска. Читатель может легко убедиться самостоятельно, что после преломления в окуляре рассматриваемые лучи снова будут *взаимно параллельны* ($NN_1 \parallel MM_1$). Однако угол этих лучей с оптической осью трубы будет уже иным; обозначим его через $\alpha_2/2$. Легко видеть, что $\alpha_2 > \alpha_1$ (см. рис. 6.12, б).

Отношение α_2/α_1 нетрудно найти. Из треугольника DOC на рис. 6.12, а видно, что $\operatorname{tg}(\alpha_1/2) = OC/DO$, а из треугольника QO_1M находим, что $\operatorname{tg}(\alpha_2/2) = O_1M/QO_1$. Так как $OC = O_1M$, то

$$\frac{\operatorname{tg}(\alpha_2/2)}{\operatorname{tg}(\alpha_1/2)} = \frac{DO}{QO_1} = \frac{F_1}{|F_2|}. \quad (6.13)$$

Воспользовавшись малостью углов α_1 и α_2 (на рисунке они наглядности ради показаны чрезмерно большими), заменим отношение тангенсов на отношение углов и с учетом (6.12) перепишем (6.13) в виде

$$\chi = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{F_1}{|F_2|}. \quad (6.14)$$

Итак, при разглядывании удаленных объектов труба Галилея обеспечивает угловое увеличение в $F_1/|F_2|$ раз. Если, например, $F_1/|F_2| = 10$, то лунный диск будет виден наблюдателю уже не под углом $\alpha_1 = 0,5^\circ$, а под углом $\alpha_2 = \alpha_1 F_1/|F_2| = 5^\circ$. Заметим, что под таким углом видна страница данной книги с расстояния в 1,5 м.

Астрономические наблюдения Галилея. Величайшая заслуга Галилея перед наукой не только в том, что он создал зрительную трубу, а и в том, что он первый направил эту трубу на небо. «Оставив дела земные, я обратился к небесным», — писал ученый в «Звездном вестнике». При помощи своей трубы он наблюдал ландшафт Луны, открыл фазы Венеры, пятна на Солнце. Галилей воочию увидел на небе воплощенные системы Коперника — четырех спутников Юпитера, а позднее открыл существование спутников также и у Сатурна. Ученый прекрасно понимал, какой удар наносило открытие спутников планет по противникам системы Коперника и прежде всего по догматам церкви. Ведь согласно священному писанию Земля признавалась центром Вселенной. Выполнив тщательные и длительные наблюдения, Галилей с уверенностью записал: «Я без малейшего колебания решил, что существуют четыре светила, вращающиеся около Юпитера, подобно тому как Венера или Меркурий вращаются вокруг Солнца. Ныне имеем очевидный аргумент, чтобы рассеять сомнения тех, кои, склоняясь допустить, что планеты обращаются вокруг Солнца, смущаются, однако, каким образом Луна несетя вокруг Земли и в то же время вместе с нею совершает годичный круг около Солнца... Мы знаем теперь, что есть планеты, обращающиеся одна около другой и в то же время вместе несущиеся вокруг Солнца. Мы знаем, что и около Юпитера движутся и не одна, но четыре луны, следующие за ним во всё продолжение его двенадцатилетнего обращения около Солнца».

Следует ли удивляться тому, что после этих сенсационных открытий началось озлобленное преследование ученого со стороны церковников?

В наши дни труба Галилея вытеснена более совершенными телескопическими системами, позволяющими получать существенно большее угловое увеличение и в то же время обеспечивающими высокое качество изображения. Однако этот скромный предшественник современных телескопов служит людям и поныне. Вспоминайте о нем всякий раз, когда берете в руки обыкновенный театральные бинокль. Ведь он представляет собой не что иное, как комбинацию из двух небольших труб Галилея.

«Диоптрика» Кеплера и последующие работы. Во времена Галилея жил и работал знаменитый немецкий ученый Иоганн Кеплер. Он изобрел свой вариант телескопа, в котором не только для объектива, но и для окуляра использовались собирающие линзы. В 1611 г. Кеплер опубликовал свой основной труд по оптике, озаглавленный «Диоптрика». В этой книге дано описание свойств различных линз, а также их комбинаций, определение фокусов, закономерности, связывающие положение объекта и изображения. Впервые здесь разъяснено, как следует строить изображение, используя ход двух световых лучей и отыскивая пересечение этих лучей или их продолжений. Есть в книге Кеплера и качественное описание сферической аберрации линз. Правда, в книге нет ни одной точной формулы. Действуя в духе того времени, автор вместо численных соотношений дает лишь качественное описание подмеченных закономерностей. Впрочем, вряд ли следует подвергать критике этот фундаментальный труд; мы не должны забывать, что ко времени написания кеплеровской «Диоптрики» закон преломления света еще не был сформулирован.

Одновременно с первыми телескопами в конце XVI — начале XVII веков появились и стали быстро совершенствоваться и первые *микроскопы*. В середине XVII в. известный голландский естествоиспытатель Левенгук добивается исключительного для того времени совершенства в изготовлении микроскопов. При помощи микроскопа он открывает мир микробов.

После открытия закона преломления света стали предприниматься попытки *расчета* линзовых систем. В 1646 г. итальянец Кавальери устанавливает для двояковыпуклой линзы формулу: $(R_1 + R_2)/R_1 = 2R_2/F$. Нетрудно убедиться, что формула Кавальери вытекает из формулы (6.5), если принять $n = 3/2$. Формулу тонкой линзы устанавливает в общем виде в 1693 г. английский исследователь Галлей. Исаак Ньютон в «Лекциях по оптике» анализирует преломление света на сферической поверхности. Он проводит четкое разграничение параксиальной оптики и оптики лучей с достаточно выраженным наклоном. Ньютон рассчитывает также сферическую и хроматическую аберрации сферической поверхности. При этом он ошибочно полагает, что хроматическая аберрация

в преломляющих системах принципиально неустраиваема.

Ахроматическая линза Доллонда. В 1746 г. вышла в свет работа нашего знаменитого соотечественника Леонарда Эйлера «Новая теория света и цветов», в которой различие цветов сопоставлено с различием длин световых волн. В этой работе Эйлер показал возможность исключения хроматической аберрации линз. Позднее, в 1758 г. английский оптик Джон Доллонд, используя идеи Эйлера, сумел изготовить линзу

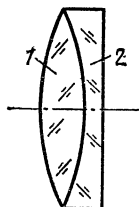


Рис. 6.13.

без хроматической аберрации. Такие линзы стали называть *ахроматическими*. Появление ахроматических линз в значительной степени способствовало дальнейшему совершенствованию телескопов, микроскопов и других оптических приборов.

Ахроматическая линза Доллонда представляет собой соединение двух линз, одна из которых изготовлена из одного сорта стекла (из крона), а другая — из другого (из флинта). Эта линза показана на рис. 6.13; здесь 1 — линза из крона, 2 — из флинта. Оптическая сила двух соединенных вместе тонких линз равна сумме оптических сил отдельных линз. С учетом (6.5) и того факта, что фокусное расстояние плосковогнутой линзы отрицательно, представим оптическую силу ахроматической линзы в виде

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} = (n_1 - 1) \frac{2}{R} - (n_2 - 1) \frac{1}{R}. \quad (6.15)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к линзам из крона и флинта соответственно; R — радиус кривизны сферической поверхности линзы. Можно подобрать сорта стекол таким образом, чтобы $1/F$ практически не зависело от длины волны света, несмотря на то, что $1/F_1$ и $1/F_2$ по отдельности зависят от длины волны.

Решим в связи с этим следующую задачу. Убедиться, что при соответствующем подборе стекол оптическая сила ахроматической линзы, показанной на рис. 6.13, одинакова для длин волн $\lambda_c = 0,49$ мкм (синий цвет) и $\lambda_k = 0,66$ мкм (красный цвет).

Перепишем (6.15) в виде

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{R} (2n_1 - n_2 - 1). \quad (6.16)$$

Показатели преломления для λ_c будем обозначать индексом «с», а для λ_k — индексом «к». Из (6.16) видно, что надо подобрать такие стекла, чтобы выполнялось равенство

$$2n_1^c - n_2^c = 2n_1^k - n_2^k,$$

или, иначе,

$$2(n_1^c - n_1^k) = n_2^c - n_2^k. \quad (6.17)$$

Обратимся к справочнику «Таблицы физических величин» под редакцией академика И. К. Кикоина (Москва, Атомиздат, 1976 г.). Из справочника получаем, что для флинта марки Ф2 $n_2^c - n_2^k = 16,8 \cdot 10^{-3}$, а для крона марки К19 $n_1^c - n_1^k = 8,4 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, для стекол указанных марок равенство (6.17) выполняется. Оно выполняется также для флинта марки Ф6 ($n_2^c - n_2^k = 15,9 \cdot 10^{-3}$) и крона марки К5 ($n_1^c - n_1^k = 7,95 \cdot 10^{-3}$).

В настоящее время *линзовая оптика* находит необычайно широкое применение. Телескопические системы, микроскопы, фотоаппаратура, киноаппаратура, спектрометры, линии оптической связи, лазерная техника — трудно даже перечислить все те приборы и устройства, в которых используются линзы. Современные линзы часто представляют собой довольно сложные оптические элементы; они позволяют получать качественные изображения, в которых аберрации сведены к минимуму.

Зонная пластинка Френеля. Наряду с дальнейшим усовершенствованием линз из стекла и других материалов (например, прозрачных полимеров) в наши дни развивается *качественно новое* направление получения оптических изображений. Истоки этого направления просматриваются в начале XIX в. в работах по волновой оптике знаменитого французского ученого Огюста Френеля. Как следует из этих работ, совсем не обязательно изготавливать линзу из стекла; ее можно «нарисовать» на прозрачном листе.

Разговор о такой необычной линзе начнем с разъяснения широко применяемого в волновой оптике понятия «зоны Френеля». Пусть вдоль направления $O'O$ распространяется параллельный монохроматический световой пучок; плоскость S — волновой фронт пучка (рис. 6.14). Выберем на $O'O$ некоторую точку D ; расстояние от этой точки до плоскости S обозначим через F ($OD = F$). Мысленно изобразим на плоскости S геометрическое место точек, расстояние от которых до точки D есть $F_1 = F + \lambda/2$, где λ — длина свето-

вой волны; это есть окружность радиуса $r_1 = OO_1$. Ясно, что $r_1 = \sqrt{F_1^2 - F^2}$. Затем изобразим окружности, представляющие собой геометрические места точек, удаленных от D соответственно на $F_2 = F + \lambda$, $F_3 = F + 3\lambda/2$, ..., $F_m = F + m\lambda/2$. В результате на плоскости S возникает система окружностей

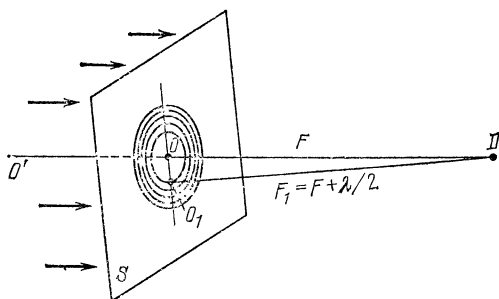


Рис. 6.14.

с общим центром O и с радиусами $r_m = \sqrt{F_m^2 - F^2}$. Нетрудно видеть, что

$$r_m = \sqrt{m\lambda F + \left(\frac{m\lambda}{2}\right)^2} = \sqrt{m\lambda F}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (6.18)$$

(слагаемым $(m\lambda/2)^2$ можно пренебрегать, так как $(m\lambda/2)^2 \ll m\lambda F$ при не слишком больших m). С учетом (6.18) аккуратно воспроизведем эту систему окружностей (штриховые окружности на рис. 6.15). Будем рассматривать эти окружности как центральные линии чередующихся кольцевых зон, каждой из которых отвечает свое значение числа m . Центральная зона ($m = 0$) есть круг. Радиус окружности, разграничивающей $(m-1)$ -ю и m -ю зоны, определяется из формулы $\rho_m = \sqrt{\Phi_m^2 - F^2}$, где $\Phi_m = F_m - \lambda/4$. Таким образом,

$$\rho_m = \sqrt{\left(F + m\frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{4}\right)^2 - F^2} = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda F}. \quad (6.19)$$

Показанные на рис. 6.15 зоны (они через одну заштрихованы) называют *зонами Френеля*.

Возьмем лист из прозрачного материала, воспроизведем на нем рисунок, изображающий зоны Френеля, и зачерним (сделаем непрозрачными) все зоны с нечетными m , т. е. все те зоны, которые на рис. 6.15 заштрихованы. Получится так называемая *зонная пластинка Френеля*. При $F = 1$ м и $\lambda = 0,64$ мкм получаем $\sqrt{\lambda F} = 0,8$ мм. Изготовить такую зонную пластинку в принципе несложно.

Поместим зонную пластинку Френеля на пути параллельного светового пучка. Чтобы понять, как подействует эта пластинка на дальнейшее распространение света, вспомним *принцип Гюйгенса*, обсуждавшийся в первой беседе. Когда плоский волновой фронт светового пучка достигает плоскости пластинки, все точки в центральном круге и в области прозрачных (четных) колец одновременно становятся

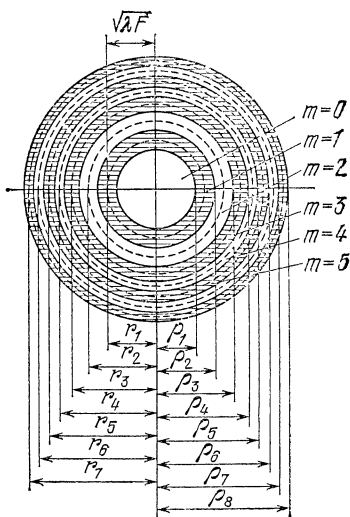


Рис. 6.15.

источниками вторичных сферических волн. Точки же пластинки в области непрозрачных (нечетных) колец, очевидно, не порождают вторичных волн. Поскольку зонная пластинка изготовлена таким образом, что расстояния от середин различных прозрачных колец до точки D на оси пучка отличаются друг от друга на *целое* число длин волн, то поэтому все вторичные световые волны придут в точку D в *одной и той же* фазе; в результате интенсивность света в точке D существенно увеличится, как если бы исходный световой пучок оказался *сфокусированным* в эту точку.

Итак, зонная пластинка Френеля действует подобно собирающей линзе и может рассматриваться как двумерный (рисованный) аналог линзы. Пластинка, структура колец которой соответствует формулам (6.18) и (6.19), собирает падающий параллельный

световой пучок с длиной волны λ в точку, расположенную на оси пучка на расстоянии F от пластинки.

Линза в виде зонной пластинки Френеля не преломляет света. Мы имеем здесь дело с иным оптическим явлением — *дифракцией* света. Зонная пластинка есть пример *дифракционной решетки*. Обсуждение дифракции выходит за рамки данной книги. Поэтому ограничимся замечанием, что в наши дни, а точнее, после появления лазеров, «картинки», подобные зонной пластинке Френеля, начинают широко применяться для управления световыми полями и, в частности, для получения оптических изображений. Эти «картинки» называют *голограммами*; в общем случае они представляют собой дифракционные решетки с весьма сложной картиной полос, несколько не напоминающей относительно простую картину колец на зонной пластинке Френеля. Возникло и успешно развивается новое направление современной оптики, называемое *оптической голографией*.

КАК УСТРОЕН ГЛАЗ?

Две группы оптических приборов. Оптические приборы, формирующие изображение, можно разбить на две группы. Приборы первой группы (*проекционные приборы*) формируют *действительное* изображение объекта, проектируемое на экран или фотопластинку. Такое изображение могут одновременно рассматривать много наблюдателей. Характерный пример — коллективный просмотр кинофильма: все зрители в зале одновременно воспринимают действительное изображение, проектируемое на экран.

Приборы второй группы формируют *мнимое* изображение объекта. Это изображение воспринимает, как правило, один наблюдатель, хотя и возможна ситуация, когда мнимое изображение, например, в лупе разглядывают одновременно несколько человек. Существенно, что мнимое изображение само по себе есть, по сути дела, фикция, условность (ведь о пересечении не самих лучей, а их продолжений можно говорить лишь чисто формально); однако эта фикция превращается в реальность, как только в оптическую схему включается *глаз наблюдателя*. Формируемое прибором мнимое изображение преобразуется глазом в действительное изображение, проектируемое на сетчатке (задней стенке) глаза. Недаром оптические приборы, формирующие мнимое изображение, принято называть приборами, *вооружающими глаз*. К ним относятся, в частности, лупа, очки, микроскопы, зрительные трубы (телескопы). Во всех этих случаях при рассмотрении хода световых лучей надо, строго говоря, включать в оптическую схему также и глаз наблюдателя. Такая необходимость уже отмечалась в предыдущей беседе — при обсуждении углового увеличения, получаемого при применении трубы Галилея.

Какую роль играет глаз наблюдателя в том или ином оптическом эксперименте? Есть ли грань, разделяющая науку о зрении и науку о свете, и что следует при этом понимать под оптикой?

Подобные вопросы давно волновали ученых. На заре развития оптических исследований роль глаза явно преувеличивалась, оптика фактически являлась *наукой о зрении*. Нельзя забывать, что когда-то считали, будто из глаза выходят лучи и всерьез говорили о «свете очей». Лишь со временем поняли, что глаз играет роль приемника световых лучей, идущих от объекта; еще позднее произошло разграничение науки о зрении и оптики, которая стала рассматриваться как *наука о свете*. Сегодня мы в состоянии правильно оценить роль глаза наблюдателя в экспериментальной оптике. Примечательно, однако, что словно в противовес когда-то бытовавшему преувеличению роли глаза, мы склонны сегодня подчас недооценивать эту роль. Во всяком случае, в ряде современных книг и учебных пособий по оптике не подчеркивается принципиальная роль глаза наблюдателя при восприятии мнимых изображений.

Весьма полезно, хотя бы вкратце, проследить, как постепенно изменялись представления о механизме зрения и о роли глаза. Естественно, что это происходило по мере того как уточнялось строение самого глаза. Поэтому целесообразно, прежде чем обращаться к далекой истории, сообщить современные данные об устройстве человеческого глаза.

Строение и оптическая схема человеческого глаза. Глаз человека имеет в целом почти правильную шарообразную форму (глазное яблоко). Раз-

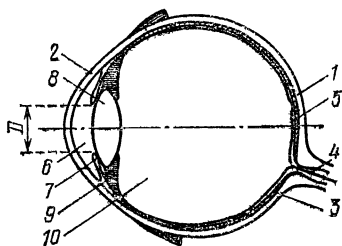


Рис. 7.1.

рез глаза схематически показан на рис. 7.1. Глаз имеет достаточно прочную внешнюю оболочку, называемую *склерой* (1); передняя часть склеры более выпукла и прозрачна, ее называют *роговицей* (2). С внутренней стороны склера выстлана *сосудистой оболочкой* (3), состоящей из питающих глаз крове-

носных сосудов. *Зрительный нерв* (4), подходя к глазу, разветвляется, образуя на задней стенке сосудистой оболочки светочувствительный слой — *сетчатую оболочку* или, проще, *сетчатку* (5). Сетчатка состоит из нескольких слоев клеток-рецепторов разного типа; она играет роль приемника светового излучения. В передней части глаза непосредственно за роговицей находится прозрачная *водянистая масса* (6), а за ней *радужная оболочка* (7). У разных людей радужная оболочка окрашена по-разному, в связи с чем и различают цвет глаз. В радужной оболочке имеется круглое отверстие (*зрачок*), диаметр D которого может изменяться. Радужная оболочка со зрачком играет роль диафрагмы, регулирующей доступ света внутрь глаза. Сразу за радужной оболочкой находится *хрусталик* (8) — изготовленная природой двояковыпуклая линза. Хрусталик охватывается *кольцевой мышцей* (9), под действием которой кривизна поверхностей хрусталика (а следовательно, его оптическая сила) может изменяться. Объем глаза между хрусталиком и сетчаткой заполнен прозрачным студенистообразным веществом, которое называют *стекловидным телом* (10).

Попадающие от объекта в глаз световые лучи испытывают преломление, проходя через водянистую массу, хрусталик и стекловидное тело. Показатели преломления водянистой массы и стекловидного тела примерно такие же, как у воды; у хрусталика показатель преломления равен примерно 1,4. На сетчатке формируется действительное изображение наблюдаемого объекта. Оно оказывается *перевернутым*. Мозг, получая сигнал по зрительному нерву, вносит соответствующие «поправки», в результате чего мы воспринимаем предметы не перевернутыми, а в естественных положениях.

Система, состоящая из луны и глаза. На рис. 7.2 в качестве примера показан ход световых лучей в оптической системе, состоящей из луны и глаза. Глаз находится в непосредственной близости от собирающей линзы. Объект AB помещен за линзой на расстоянии, меньшем фокусного расстояния линзы F . Рассмотрим один из лучей, выходящих из B , а именно тот луч, который проходит вблизи края e зрачка. Этот луч после преломления в глазу попадает на сетчатку в точке B_2 . Соответствующий луч, выходящий

из A , попадает на сетчатку в точке A_2 . Поскольку луч из B , прежде чем попасть в глаз, испытывает преломление в точке b линзы, а луч из A преломляется в точке a линзы, то глаз будет воспринимать не сам объект AB , а его мнимое изображение A_1B_1 ; ведь be лежит на одной прямой с B_1e , а ac — на одной прямой с A_1c (мы не учитываем здесь преломления в водянистой массе глаза, находящейся перед хрусталиком). Заметим, что показанные на рисунке лучи BO_1

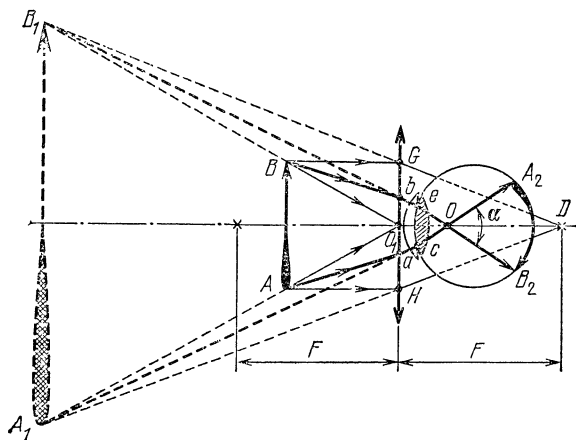


Рис. 7.2.

и $BG — GD$, а также AO_1 и $AH — HD$ имеют в данном случае вспомогательный характер: они помогают построить изображение A_1B_1 объекта AB в линзе. Итак, глаз воспринимает мнимое изображение A_1B_1 и преобразует его в перевернутое действительное изображение A_2B_2 на сетчатке. Точка O есть *оптический центр* глаза (заметим, что в действительности он расположен заметно левее, чем это показано на рисунке; он находится у задней поверхности хрусталика). Угол α есть угол, под которым наблюдатель видит изображение; его называют *углом зрения*. Чем больше угол зрения, тем больше *видимый* размер объекта.

Площадь сетчатки заполнена множеством светочувствительных клеток, среди которых различают так называемые *палочки* и *колбочки*. Для разрешения глазом двух наблюдаемых точек необходимо, очевид-

но, чтобы расстояние между изображениями этих точек на сетчатке было больше размеров светочувствительных клеток. Оказывается, что для этого угол зрения должен быть не меньше угловой минуты.

Развитие учения о зрении от Демокрита и Галена к Альхазену и Леонардо да Винчи. Теперь, когда мы познакомились в общих чертах с устройством глаза и ходом световых лучей внутри него, обратимся к отдаленным временам.

В VI в. до н. э. последователи Пифагора считали, что из глаза человека выходит невидимое истечение, которое как бы «ощупывает» наблюдаемый объект. В V в. до н. э. Эмпедокл полагал, что наряду с истечением из глаза существует также истечение из светящегося объекта. Величайший из материалистов древности Демокрит (460—370 г. до н. э.) отрицал существование каких бы то ни было истечений из глаза, объясняя зрительное ощущение воздействием попадающих в глаз атомов, которые испускает светящееся тело. Тем не менее в оптических трудах Евклида, созданных около 300 г. до н. э. можно найти утверждение: «Испускаемые глазами лучи распространяются по прямому пути».

Прошло четыре с половиной века, и вот в работах Галена (130—200) появляется, по-видимому, первое описание строения человеческого глаза. Это описание еще очень несовершенно, но в нем уже упоминаются зрительный нерв, сетчатка, хрусталик. Правда, тут же содержится утверждение, что вырабатываемый мозгом «свет очей» идет по зрительному нерву, рассеивается в стекловидном теле и затем собирается на хрусталике, который, как полагал Гален, есть орган восприятия.

Примерно через девять столетий труды Галена привлекают внимание знаменитого арабского ученого Альхазена (XI в.). Альхазен принял анатомическое описание глаза, данное Галеном, но решительно отбросил «свет очей». «Зрительный образ, — писал Альхазен, — получается с помощью лучей, испускаемых видимыми телами и попадающих в глаз». Особенно важно то, что он впервые попытался осмыслить механизм формирования зрительного образа. До Альхазена этого не делали, а попросту считали, что зрительный образ возникает как-то сразу, целиком, как

некий единый, не расчлняемый на части процесс. Альхазен высказал гениальную догадку: каждой точке на видимой поверхности объекта должна соответствовать своя точка внутри глаза и, следовательно, процесс формирования изображения объекта в глазу складывается из множества элементарных процессов формирования изображения отдельных точек объекта. Правда, Альхазен считал, что точки восприятия

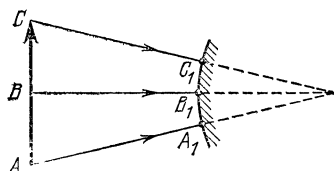


Рис. 7.3.

находятся не на сетчатке, а на передней поверхности хрусталика. Он писал: «Зрительный образ получается с помощью пирамиды, вершина которой находится в глазу, а основание на видимом теле». Идею Альхазина иллюстрирует рис. 7.3. Световые лучи от точек A , B , C объекта концентрируются, по Альхазену, в центре глаза. Указанным точкам соответствуют точки восприятия A_1 , B_1 , C_1 на передней поверхности хрусталика.

Сопоставление глаза с камерой-обскурой в трудах Леонардо да Винчи. Великий итальянский художник и естествоиспытатель Леонардо да Винчи (1452—1519) исправил ошибку Альхазена и перенес точки восприятия с поверхности хрусталика на *сетчатку*.

Более того, подробно описывая *камеру-обскуру*, он прямо указал: «То же происходит и внутри глаза». Тем самым впервые было указано устройство, которое следует рассматривать как оптический аналог человеческого глаза. Академик С. И. Вавилов обращает особое внимание на этот факт: «До камеры-обскуры изображение знали только в глазу и на картинах, создаваемых рукой человека. Камера решительно отделила свет от зрения, в этом ее историческая теоретико-познавательная роль. Со времени изобретения камеры вопрос о структуре глаза, занимавший до этих пор главное место в оптике, превратился в вопрос специальный, в основном физиологический и медицинский. В XVI в., строго говоря, оптика (в точном значении слова — наука о зрении) перестала быть таковой и превратилась в учение о свете».

Следует, однако, заметить, что проводя аналогию между человеческим глазом и камерой-обскурой, Леонардо да Винчи ошибался в некоторых довольно существенных деталях. Он полагал, что хрусталик имеет форму шара и находится в середине глазного яблока. Ход лучей в таком «глазе» показан на рис. 7.4. Леонардо да Винчи видел, что в камере-обсуре получается перевернутое изображение. На сетчатке же глаза, считал он, изображение должно быть не перевернутым. Ученый полагал, что шаровидный хрусталик внутри глаза как раз и предназначен для того, что-

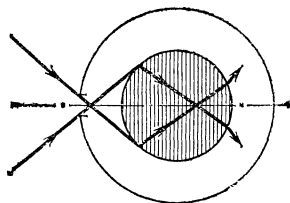


Рис. 7.4.

бы еще раз переворачивать изображение с тем, чтобы в конечном итоге получалось неперевернутое изображение (см. рисунок). Ошибка Леонардо да Винчи объясняется не только желанием иметь на сетчатке неперевернутое изображение, но и несовершенством экспериментальной методики анатомического исследования глаза, которую применял ученый. «При анатомировании глаза, — писал Леонардо да Винчи, — для того, чтобы хорошо разглядеть внутри, не проливая его влаги, надобно положить глаз в яичный белок и прокипятить». Ученый не знал, что при кипячении хрусталик принимает сферическую форму и его истинное положение внутри глаза искажается.

Итак, человеческий глаз действительно подобен камере-обсуре. Однако внутри его стекловидного тела нет еще одного сферического тела, которое бы за счет преломления дополнительно переворачивало изображение. Хрусталик имеет форму не шара, а двояко-выпуклой линзы и находится вплотную у отверстия «камеры-обскуры». В результате изображение на сетчатке глаза, как и в обычной камере-обсуре, оказывается перевернутым.

Любопытно, что фактическую модель глаза — камеру-обскуру с собирающей линзой у отверстия — сам того не сознавая, демонстрировал в конце XVI в. итальянец Порта. На задней стенке своей усовершенствованной камеры он наблюдал перевернутое изображение. Порта использовал свою конструкцию ка-

меры скорее для развлечения; он так и не догадался, что хрусталик в глазу может быть уподоблен линзе, вставленной в отверстие камеры-обскуры.

Кеплер о роли хрусталика в глазе; объяснение Юнгом механизма аккомодации. Мысль о том, что формируемое на сетчатке глаза изображение является перевернутым, была впервые высказана Иоганном Кеплером в начале XVII в. Кеплер понял также, что хрусталик необходим для *аккомодации* глаза, т. е. для его самонастройки на ближние или удаленные предметы с целью получения на сетчатке четкого изображения. Однако он неправильно представлял себе механизм аккомодации, полагая, что самонастройка глаза на резкость осуществляется за счет изменения расстояния между хрусталиком и сетчаткой.

Лишь в начале XIX в. англичанин Томас Юнг (1773—1829), замечательный физик, известный врач, металлург, египтолог, океанограф, ботаник, доказал, что механизм аккомодации состоит не в перемещении хрусталика, а в изменении кривизны его поверхностей, иначе говоря, в изменении оптической силы хрусталика.

Ранее мы уже отмечали, что хрусталик охватывается кольцевой мышцей. Когда мышца расслаблена, оптическая сила хрусталика оказывается наименьшей. В этом случае на сетчатке нормального глаза формируется отчетливое изображение далеких предметов; как говорят, глаз аккомодирован на бесконечность. По мере того, как человек начинает разглядывать все более и более близкие предметы, автоматически происходит аккомодация глаза: кольцевая мышца все более напрягается, хрусталик все сильнее сдавливается по краям, становится выпуклее, его оптическая сила возрастает. Тем самым совершается самонастройка глаза на резкость, в результате человек может отчетливо видеть предметы, находящиеся на различных расстояниях от него.

Посмотрите на глубоко задумавшегося человека. У него, как принято говорить, отрешенный взгляд. Он смотрит на вас, но явно вас не замечает; он смотрит куда-то вдаль, как бы сквозь вас. Его глаза аккомодированы на бесконечность, и вы хорошо это

ощущаете. Совсем иначе выглядит человек, сосредоточенно читающий книгу. Во всем его облике нет расслабленности. Взгляд его представляется напряженным (даже если он и не смотрит вам в лицо). Его глаза аккомодированы на очень близкий предмет — книгу, и кольцевые мышцы глаза максимально напряжены. Естественно, что после длительного чтения человек чувствует, что глаза устали.

Дальнозоркость и близорукость. Способность глаза к аккомодации не безгранична. В связи с этим говорят о дальней и ближней точках, фиксируемых глазом. У нормального глаза дальней точки нет, а ближняя находится на расстоянии около 20 см. Наименьшее расстояние L , на котором глаз может отчетливо видеть предметы, не слишком утомляясь, называют *расстоянием наилучшего зрения*; для нормального глаза $L = 25$ см. Нередко встречаются глаза с ненормальными пределами аккомодации. Различают близорукие и дальнозоркие глаза. У *близорукого* глаза $L < 25$ см, ближняя точка может находиться всего лишь в нескольких сантиметрах от глаза; при этом дальняя точка оказывается не в бесконечности (как у нормального глаза), а на относительно близком расстоянии, которое может составлять всего несколько метров. Более или менее удаленные объекты такие люди видят нерезко, расплывчато. У *дальнозоркого* глаза $L > 25$ см, ближняя точка может отстоять от глаза на расстоянии до метра и даже дальше. Такие люди плохо видят «у себя под носом», зато хорошо видят удаленные объекты. С годами кольцевая мышца неизбежно расслабляется, поэтому расстояние до ближней точки возрастает к старости даже у людей с нормальным зрением (старческая дальнозоркость).

Глаз как совершенное оптическое устройство. Несмотря на некоторые возможные отклонения от нормы, глаз человека должен быть признан великолепным оптическим устройством. Выше отмечалась способность глаза к самонастройке на резкость за счет изменения оптической силы хрусталика. Добавим к этому способность глаза изменять диаметр зрачка, что позволяет (как и при изменении апертурной диафрагмы в фотообъективе) регулировать доступ света внутрь глаза и менять глубину фокусировки. Этим,

однако, достоинства глаза как оптического прибора далеко не исчерпываются.

Аберрация глаза не мешает воспринимать изображение предмета. Это связано, в частности, с особым устройством сетчатой оболочки. Дело в том, что способность сетчатки к хорошему распознаванию деталей наблюдаемого объекта и к различению цвета максимальна лишь в пределах относительно небольшой области и быстро убывает по мере удаления от

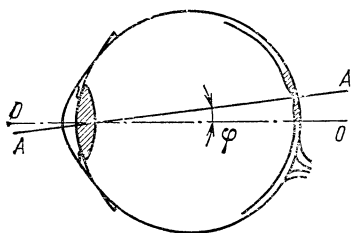


Рис. 7.5.

нее. Эту область называют *желтым пятном*. В центре пятна наблюдается характерная *ямка* — место с наиболее густо расположенными рецепторными клетками (преимущественно колбочками). На рис. 7.5 область желтого пятна заштрихована; хорошо вид-

на упомянутая ямка. Прямая *АА*, проходящая через центр желтого пятна (ямку) и оптический центр глаза, называется *зрительной осью* глаза. Она составляет с оптической осью глаза *ОО* угол $\varphi \approx 5^\circ$. Угловые размеры желтого пятна немногим более 5° , а ямки — всего лишь $1-1,5^\circ$. Описанная особенность структуры сетчатки приводит к тому, что глаз воспринимает главным образом узкий параксиальный световой пучок, распространяющийся вдоль зрительной оси. Тем самым резко снижается возможность проявления аберраций. Правда, с увеличением освещенности объекта эта возможность начинает возрастать; однако в этом случае положение выправляется за счет уменьшения диаметра зрачка.

Малый угловой размер желтого пятна, казалось бы, должен уменьшать *поле зрения*; ведь угол зрения не должен заметно превышать угловой размер пятна. Это было бы так, если бы глаз был неподвижен. Однако природа «предусмотрела» хорошую *подвижность* глаза, которая прекрасно компенсирует малые угловые размеры наиболее эффективной области сетчатки. При разглядывании того или иного объекта мы, сами того не замечая, быстрыми скачками меняем направление зрительной оси глаза, переводя тем самым

взгляд с одной точки объекта на другую. В результате на площадь желтого пятна и, в частности, на площадь ямки будут попадать в разные моменты времени разные участки поверхности объекта, разные его детали. На отдельных точках объекта глаз как бы задерживается, мимо других он скользит, не останавливаясь. *Зрительный образ* объекта в целом создается как результат таких последовательных просматриваний. В итоге мы можем концентрировать внимание на тех или иных деталях и вместе с тем не замечаем ограниченности поля четкого зрения. Вследствие подвижности глаза поле зрения представляется нам очень большим — до 120° по вертикали и 150° по горизонтали.

Здесь важно отметить способность глаза видеть ту или иную деталь в течение *некоторого времени* после того, как эта деталь ушла из поля зрения. Это время составляет примерно 0,1 с и является оптимальным. Вообразим, что указанное время вдруг стало бы в 100 раз меньше или, наоборот, в 100 раз больше. В первом случае зрительный образ объекта «распался» бы на отдельные, несвязанные детали. Во втором случае детали налезали бы друг на друга и не создавали бы единого зрительного образа. Заметим, что в обоих случаях мы уже не смогли бы смотреть кинофильм или телепередачу.

Мы отметили здесь лишь пять «усовершенствований», которыми природа наградила наш орган зрения: способность к самонастройке на резкость, регулирование диаметра зрачка, высокую чувствительность сетчатки лишь вблизи зрительной оси глаза, хорошую подвижность глаза, оптимальную длительность зрительного ощущения. Этого достаточно, чтобы вполне оценить высокую степень совершенства нашего природного оптического устройства. Если бы мы задумали искусственно воспроизвести человеческий глаз, то нам пришлось бы придумать быстро поворачивающуюся камеру-обскуру с изменяющимся диаметром входного отверстия, с линзой у отверстия, способной изменять свою оптическую силу, и со сложной системой приемников света на задней стенке камеры. Ко всему прочему мы столкнулись бы с проблемой взаимного согласования движений камеры, изменений диаметра отверстия и изменений оптиче-

ской силы линзы, а также согласования всего этого с освещенностью наблюдаемых объектов, их удаленностью от глаза и конкретной формой. И все равно это нельзя было бы рассматривать как модель человеческого зрения, потому что наша сверхсовершенная камера не в состоянии концентрировать внимание на тех или иных деталях. Ибо в конечном счете процесс зрения теснейшим образом связан с процессом мышления.

Академик С. И. Вавилов в книге «Глаз и Солнце» (мы настоятельно рекомендуем читателю прочитать эту книгу) подробно анализирует свойства и особенности человеческого глаза. Сопоставляя свойства глаза со свойствами солнечного света, он показывает, что «глаз есть результат чрезвычайно длительного процесса естественного отбора, итог изменений организма под действием внешней среды и борьбы за существование, за лучшую приспособленность к внешнему миру». Говоря о замечательных свойствах человеческого глаза, С. И. Вавилов подчеркивает: «Все это — результат приспособления глаза к солнечному свету на Земле. Глаз нельзя понять, не зная Солнца. Наоборот, по свойствам Солнца можно в общих чертах теоретически наметить особенности глаза, какими они должны быть, не зная их наперед».

Вполне очевидно, что не только сейчас, но и в обозримом будущем человек не в состоянии создать искусственный глаз. Однако уже сравнительно давно он умеет исправлять некоторые дефекты живого глаза, а также расширять его возможности.

Очки. Так, сравнительно давно применяются очки для исправления близорукости и дальнозоркости (см. предыдущую беседу). На рис. 7.6 изображен ход лучей, попадающих от очень удаленных объектов в глаз наблюдателя. Рассмотрены три случая: а) нормальное зрение, б) близорукость, в) дальнозоркость. Лучи внутри глаза, показанные непрерывными стрелками, реализуются при полностью расслабленной кольцевой мышце глаза, а лучи в виде штриховых стрелок — при напряженной мышце. Видно, что при нормальном зрении аккомодация глаза на бесконечность происходит при расслабленной мышце; при близорукости аккомодация на бесконечность вообще невозможна, а при дальнозоркости возможна, но при усло-

вии, что кольцевая мышца напряжена. Рис. 7.7 показывает, как очки могут помочь устранить дефекты близорукости и дальновзоркости. При близорукости применяют очки с рассеивающей линзой (рис. 7.7, а), а при дальновзоркости — с собирающей (рис. 7.7, б). Как видно из рисунка, очки позволяют получить ход

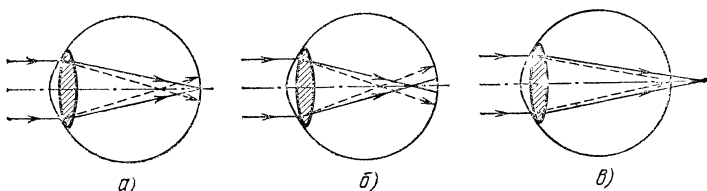


Рис. 7.6.

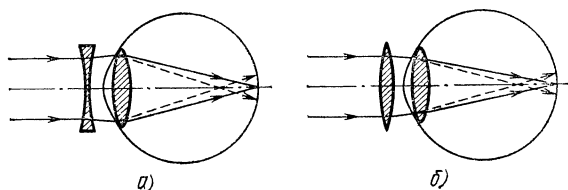


Рис. 7.7.

лучей внутри глаза такой же, какой наблюдается в нормальном глазе, (сравните с рис. 7.6, а). Теперь и для близорукого, и для дальновзоркого глаза аккомодация на бесконечность реализуется при расслабленной кольцевой мышце.

Использование линзовых систем для увеличения угла зрения. В начале беседы мы обращали внимание на то, что оптические приборы, формирующие мнимое изображение, называют приборами, вооружающими глаз. Суть такого названия в том, что все эти приборы *увеличивают угол зрения*. Предположим, что мы разглядываем невооруженным глазом некий небольшой объект, например, букву в тексте, имеющую высоту l ; при этом страница книги находится на расстоянии наилучшего зрения L от глаз. Угол зрения α_1 определяется очевидной формулой (рис. 7.8, а):

$$\alpha_1 = \frac{l}{L}. \quad (7.1)$$

При $l = 2$ мм и $L = 25$ см получаем $\alpha_1 = 0,008$, что составляет $27'$. Теперь предположим, что непосредственно перед глазом находится собирающая линза с фокусным расстоянием F ; мы разглядываем увеличенное мнимое изображение страницы книги (линза

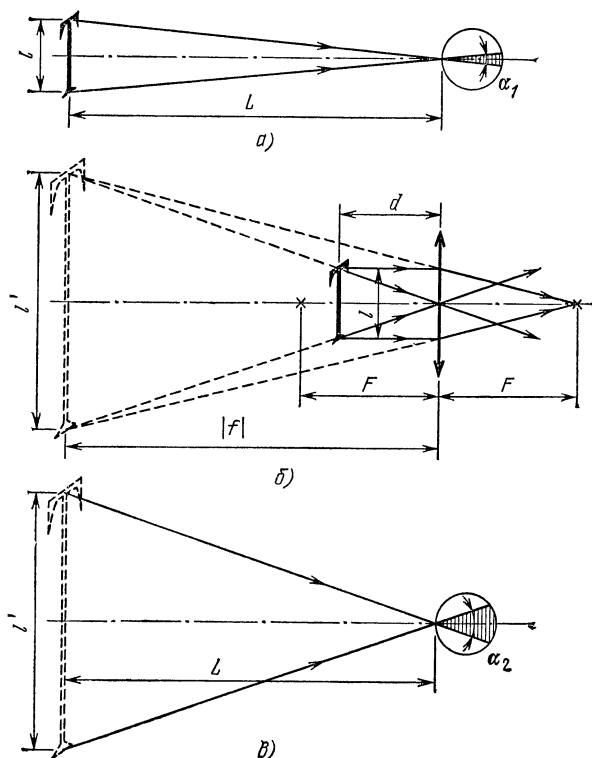


Рис. 7.8.

используется в качестве *лупы*). Книга должна при этом находиться на таком расстоянии d от линзы (или в данном случае от глаза), чтобы расстояние $|f|$ от изображения до линзы (до глаза) равнялось расстоянию наилучшего зрения L . Полагая $|f| = L$ и используя формулу (6.8), находим

$$d = \frac{FL}{F + L}. \quad (7.2)$$

На рис. 7.8, б построено мнимое изображение объекта (буквы) в собирающей линзе. Из рисунка видно, что линейный размер l' изображения буквы связан с ее истинным размером l соотношением

$$l' = l \frac{F + L}{F}. \quad (7.3)$$

Приблизив глаз вплотную к линзе и разглядывая это изображение, мы увидим букву под углом зрения α_2 , определяемым формулой (см. рис. 7.8, в)

$$\alpha_2 = \frac{l'}{L}. \quad (7.4)$$

Подставляя (7.3) в (7.4), находим

$$\alpha_2 = l \frac{F + L}{FL},$$

или, с учетом (7.1),

$$\alpha_2 = \alpha_1 \frac{F + L}{F}. \quad (7.5)$$

Пусть $F = 10$ см. В этом случае из (7.5) получаем $\alpha_2 = 3,5\alpha_1 = 0,028$, что составляет $1,5^\circ$. Таким образом, применение лупы позволяет в данном случае в 3,5 раза увеличить угол зрения, под которым на

сетчатке глаза формируется изображение буквы текста. При этом согласно (7.2) надо держать книгу на расстоянии $d = 7$ см от глаз.

Об увеличении угловых размеров изображения (а следовательно, угла зрения) при использовании телескопа мы уже говорили в предыдущей беседе, обсуждая ход лучей в трубе Галилея.

Фасеточные глаза насекомых. В завершение беседы поговорим немного об особенностях устройства *глаза насекомых*. Он представляет собой сложное образование, будучи составлен из множества очень мелких шестигранников — *фасеток*. Число фасеток в глазе весьма велико; так, у муравья оно равно 100, а у стрекозы более 20 000. Линейный размер одной фасетки на поверхности глаза составляет примерно

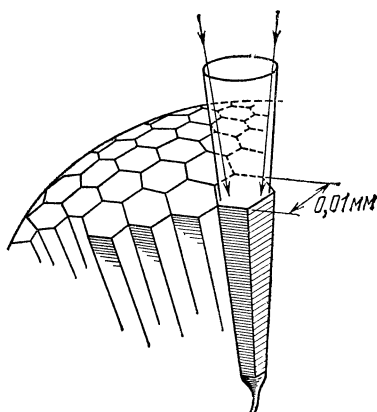


Рис. 7.9.

0,01 мм. Каждая фасетка выполняет роль линзы (хрусталика) для отдельного светочувствительного элемента — *омматидия*. На рис. 7.9 схематически показано строение фасеточного глаза. Выделена отдельная фасетка; показан конус, в пределах которого световые лучи могут попасть к омматидию данной фасетки. В целом глаз насекомого характеризуется очень большим углом обзора. Однако разные объекты изображаются при этом в разных омматидиях. В результате формируется довольно грубое мозаичное изображение. И все же такое строение глаза имеет свои достоинства: оно позволяет особо остро чувствовать перемещающиеся объекты. Ведь перемещающийся мимо глаза насекомого объект будет последовательно восприниматься разными омматидиями. При этом в принципе возможна бессознательная оценка насекомым скорости перемещения объекта.

ПОЧЕМУ В КРИСТАЛЛАХ НАБЛЮДАЕТСЯ ДВОЙНОЕ ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА?

Открытие Бартолином двойного преломления света в кристалле исландского шпата. «Из Исландии, острова Северного моря, расположенного на широте 66° , привозят особого рода кристалл, или прозрачный камень, который весьма замечателен по своей форме и другим свойствам, но главным образом своими странными преломлениями света». Эти слова взяты из книги Христиана Гюйгенса «Трактат о свете», изданной в Лейдене в 1690 г. А за двадцать лет до этой книги, в 1669 г., появилась работа датского ученого Эразма Бартолина под названием «Опыты с кристаллами исландского известкового шпата, которые обнаруживают удивительное и странное преломление». В работе Бартолина сообщалось об открытии нового физического явления — *двойного преломления света* (используется также термин *двойное лучепреломление*).

Рассматривая преломление света в кристалле исландского шпата (кальцит: CaCO_3), Бартолин к большому удивлению обнаружил, что луч внутри кристалла расщепляется на два луча. Один из этих лучей подчинялся закону преломления, тогда как другой не подчинялся. Первый луч стали называть *обыкновенным*, а второй — *необыкновенным* (Бартолин называл его «подвижным»). На рис. 8.1, а показано явление двойного преломления при угле падения света на кристалл, равном α . Углы преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей обозначены соответственно через β_o и β_e (индекс «о» происходит от слова *ordinary* — обыкновенный, а индекс «е» от слова *extraordinary* — необыкновенный). Отношение $\sin \alpha / \sin \beta_o$ есть величина постоянная, равная $5/3$ для исландского шпата. Что же касается отношения $\sin \alpha / \sin \beta_e$, то оно, как показывает опыт, обнаружи-

вает удивительное непостоянство. Во-первых, оно зависит от угла падения. Во-вторых, при неизменном угле падения оно зависит от выбора преломляющей грани кристалла. Недаром Бартолин называл необыкновенный луч «подвижным».

Бартолин обнаружил, что двойное преломление наблюдается даже тогда, когда падающий световой луч перпендикулярен к поверхности кристалла

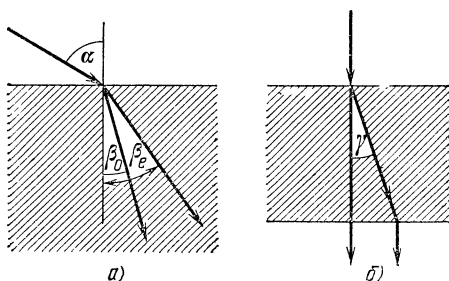


Рис. 8.1.

(рис. 8.1, б). При этом обыкновенный луч не преломляется, а необыкновенный образует с ним некоторый угол γ . Любопытно, что по выходе из кристалла лучи оказываются взаимно параллельными. Бартолин обнаружил также, что в кристалле шпата есть направление, вдоль которого световой луч не раздваивается.

Явление двойного преломления казалось современникам Бартолина крайне загадочным и непонятным. Представлялось необъяснимым удивительное поведение необыкновенного луча, как бы бросающего вызов закону преломления. И тем не менее объяснение этого загадочного явления было вскоре найдено. Его нашел современник Бартолина знаменитый голландский физик и математик Христиан Гюйгенс. Он заинтересовался открытием Бартолина и провел самостоятельные исследования двойного преломления в исландском шпате, а также в кварце. Объяснение этого явления, предложенное Гюйгенсом, входит в современные учебники по оптике.

Кристалл как оптически анизотропная среда. Предварительно напомним читателю хорошо известную истину: кристалл есть *анизотропная* среда. Слово «анизотропный» означает, что свойства кристалла за-

висят от выбранного направления в нем. До сих пор мы молчаливо полагали все среды изотропными; это было справедливо, так как рассматривались стекла, вода, воздух и не рассматривались прозрачные кристаллы. У разных кристаллов анизотропия свойств выражена в разной степени. Существует большая группа кристаллов (исландский шпат — один из многочисленных представителей этой группы), у которых есть одно интересное направление, при повороте вокруг которого анизотропия свойств кристалла не проявляется. Это направление называют *оптической осью* кристалла, а рассматриваемую группу кристаллов — *одноосными* кристаллами. Оптические свойства одноосного кристалла одинаковы вдоль всех направлений, образующих один и тот же угол с оптической осью. Эти направления

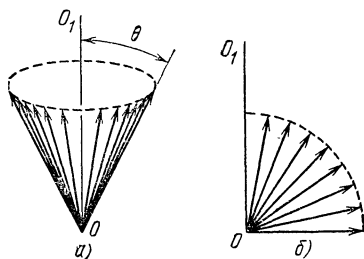


Рис. 8.2.

показаны стрелками на рис. 8.2, а, где OO_1 — оптическая ось, а через θ обозначен упомянутый угол. Оптические свойства кристалла изменяются при изменении θ ; они различны в направлениях, показанных на рис. 8.2, б. Понятие (и сам термин) оптической оси ввел Гюйгенс. Он же ввел широко используемый в современной оптике термин «главное сечение». Это есть плоскость, проходящая через оптическую ось. Обычно рассматривают главное сечение, проведенное через оптическую ось и световой луч.

Объяснение двойного лучепреломления в «Трактате о свете» Гюйгенса; обыкновенная и необыкновенная световые волны. Объяснение двойного преломления света содержится, по сути дела, в следующих словах, взятых из «Трактата о свете» Христиана Гюйгенса: «Так как здесь имелись два различных преломления, я подумал, что существуют также и две различные категории распространяющихся волн света... Волны с правильным преломлением имеют обыкновенную сферическую форму. Что же касается другой категории, которая должна произвести неправильное преломление, то я хотел испытать, что будут

давать эллиптические или, лучше сказать, сферонидальные волны... Мне казалось, что правильное расположение частиц в кристалле могло способствовать образованию сферонидальных волн, для чего требовалось только, чтобы движение света распространялось немного быстрее в одном направлении, чем в другом...»

Итак, пусть в некоторой точке O кристалла находится точечный источник света. По Гюйгенсу (и по современным представлениям), он будет порождать две различные световые волны. Эти волны различаются формой *волновых поверхностей*. Напомним, что волновая поверхность — это геометрическое место

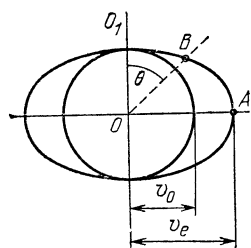


Рис. 8.3.

точек, до которых дойдет свет из данного точечного источника за некоторый промежуток времени. У одной волны эта поверхность является *сферой* (обыкновенная волна), у другой — *эллипсоидом вращения* вокруг оптической оси кристалла, проведенной через точку O (необыкновенная волна *). В главном сечении эти волновые поверхности будут выглядеть соответственно как *окружность и эллипс* (рис. 8.3). Для обыкновенной волны кристалл может рассматриваться как изотропная среда; эта волна распространяется во всех направлениях с одной и той же скоростью. Будем обозначать скорость обыкновенной волны через v_0 ; она определяется радиусом окружности на рис. 8.3. Из рисунка следует, что при распространении света вдоль оптической оси OO_1 необыкновенная волна имеет такую же скорость v_0 , что и обыкновенная волна, тогда как при распространении света в направлении, перпендикулярном к оптической оси, скорость необыкновенной волны иная. Она измеряется длиной отрезка OA ; обозначим ее через v_e .

Заметим, что в данном случае $v_e > v_0$. Такие одноосные кристаллы называют *отрицательными* (ис-

*) В качестве пояснения: оптическую ось нельзя понимать как прямую, проходящую через определенные точки в кристалле. Это есть лишь определенное направление; поэтому оптическая ось может быть мысленно проведена через любую точку.

ландский шпат относится к отрицательным одноосным кристаллам). Существуют также одноосные кристаллы, для которых $v_e < v_o$; их называют *положительными*.

Предостережем читателя от, казалось бы, естественного заключения, что отрезок OB (см. рис. 8.3) есть скорость необыкновенной волны при распространении света под углом θ к оптической оси. Дело в том, что за исключением случаев, когда $\theta = 0$ (180°) или $\theta = 90^\circ$, понятие «направление распространения света» теряет однозначность и нуждается в дополнительных уточнениях. Кстати говоря, это непосредственным образом связано с явлением двойного преломления. Необходимые разъяснения будут даны немного позднее; тогда же будет показано, что при $\theta = 0$ (180°) и 90° двойное преломление отсутствует.

Построения Гюйгенса; скорость световой волны и лучевая скорость. Но вернемся к Гюйгенсу. «Допустив, таким образом, кроме сферических волн сфероидальные волны, — пишет он, — я приступил к исследованию, могли ли бы они служить для объяснения явления неправильного преломления, в чем я и достиг, наконец желанного успеха». Речь идет об использовании *принципа Гюйгенса* (см. первую беседу) с учетом *двух типов* световых волн. Предположим, что параллельный световой пучок ширины d падает нормально на поверхность кристалла MN (рис. 8.4). Полагаем при этом, что оптическая ось кристалла OO_1 составляет угол θ с направлением падающего пучка. Как только плоский фронт падающего пучка достигает поверхности кристалла, все точки отрезка AB становятся одновременно источниками двух типов вторичных световых волн — сферических и эллиптических; волновые поверхности эллиптических волн соответствующим образом ориентированы относительно преломляющей грани кристалла MN . Прямая 1 на рисунке есть сечение огибающей поверхностей сферических волн через некоторый промежуток времени Δt ; эта огибающая представляет собой плоский фронт обыкновенной волны, распространяющейся от границы MN в глубь кристалла. Прямая 4 — огибающая поверхностей эллиптических волн через тот же самый промежуток времени Δt после того как фронт падающего пучка достиг границы MN ; эта оги-

бающая представляет собой плоский фронт необыкновенной волны. Все точки отрезка A_1B_1 прямой 1 могут рассматриваться в свою очередь как источники вторичных волн, причем только сферических. Соответственно все точки отрезка C_1D_1 прямой 4 являются источниками вторичных эллиптических волн. Последовательные положения фронта обыкновенной

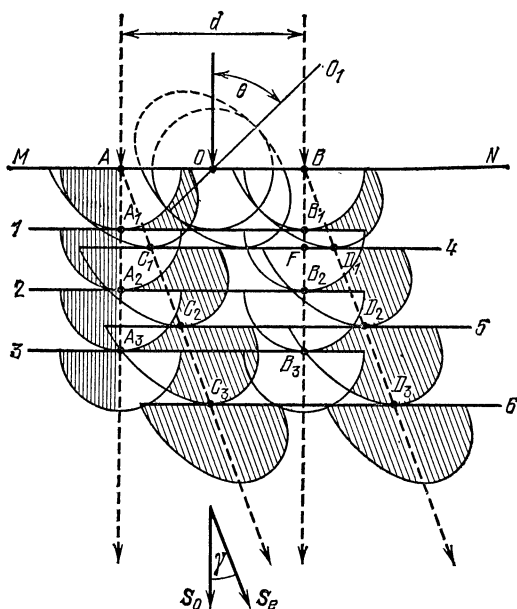


Рис. 8.4.

волны показаны на рисунке отрезками A_1B_1 , A_2B_2 , A_3B_3 прямых 1, 2, 3, а фронта необыкновенной волны — отрезками C_1D_1 , C_2D_2 , C_3D_3 прямых 4, 5, 6.

Рассматривая рисунок, можно прийти к нескольким важным заключениям. Во-первых, мы видим, что световой пучок в кристалле действительно расщепляется на два пучка — обыкновенный и необыкновенный. Обыкновенный пучок распространяется нормально к границе MN , а необыкновенный — под некоторым углом. Направления этих пучков показаны на рисунке векторами S_o и S_e ; векторы образуют друг с другом угол γ . Нетрудно понять, что величина угла

γ зависит от степени вытянутости эллипса волновой поверхности вторичных волн, порождающих необыкновенный пучок (иначе говоря, от соотношения v_e/v_o), а также от ориентации этого эллипса относительно преломляющей поверхности кристалла.

Мы видим, во-вторых, что как у обыкновенной, так и у необыкновенной волн фронт все время остается параллельным границе MN (отрезки A_1B_1 , A_2B_2 , A_3B_3 , а также C_1D_1 , C_2D_2 , C_3D_3). Отсюда следует, в частности, что, достигнув выходной грани кристалла (которую полагаем параллельной входной грани), каждый пучок возбudit вторичные волны одновременно по всей своей ширине. Если учесть при этом, что вторичные волны возбуждаются в воздухе и поэтому для обоих пучков являются сферическими, то легко понять, почему по выходе из кристалла оба пучка распространяются перпендикулярно к его поверхности.

В-третьих, мы убеждаемся, что понятие «направление распространения света в кристалле» действительно нуждается в уточнении. Когда говорят о скорости распространения света в среде, то обычно подразумевают скорость распространения световой волны. Это есть скорость перемещения волнового фронта; вектор этой скорости в каждой точке перпендикулярен к поверхности фронта. В случае, показанном на рис. 8.4, скорости распространения обыкновенной и необыкновенной волн направлены одинаково — перпендикулярно к поверхности кристалла MN ; величины же скоростей различны: если первая измеряется отрезком AA_1 (это есть v_o), то вторая измеряется отрезком BF . Наряду со скоростями обыкновенной и необыкновенной волн следует рассматривать в данном случае так называемые лучевые скорости, характеризующие распространение световой энергии. Направления этих скоростей совпадают с направлениями соответствующих световых пучков (векторы S_o и S_e на рисунке). Лучевая скорость необыкновенного светового пучка измеряется отрезком BD_1 . Что же касается лучевой скорости обыкновенного пучка, то она совпадает со скоростью v_o обыкновенной волны.

Итак, говоря о распространении света в среде, необходимо в общем случае различать *скорость волны* и *лучевую скорость*. Первая связана с распростра-

нением по кристаллу волнового фронта, т. е. поверхности постоянной фазы (поэтому ее называют также *фазовой скоростью*), а вторая связана с распространением по кристаллу энергии светового поля. В оптически изотропной среде эти скорости совпадают*). В одноосном кристалле эти скорости совпадают для обыкновенного пучка. Что же касается необыкновенного пучка, то они совпадают лишь при распространении света вдоль оптической оси либо перпендикулярно к ней. Теперь читателю должны быть понятны предостережения, сделанные ранее в связи с рис. 8.3. Отрезок OB на этом рисунке есть лучевая скорость необыкновенного светового пучка, а не скорость не-

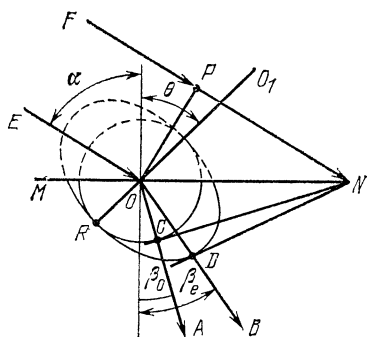


Рис. 8.5.

обыкновенной волны. Только при $\theta = 0$ (180°) и 90° лучевая скорость необыкновенного пучка совпадает со скоростью необыкновенной волны.

Используя рис. 8.4, мы рассмотрели случай, когда ось OO_1 наклонена к преломляющей грани, а световой пучок падает на эту грань нормально. Предположим теперь, что пучок падает под углом α , а ориентация оптиче-

ской оси относительно преломляющей грани остается прежней. На рис. 8.5 показано, как в данном случае построить обыкновенный и необыкновенный лучи. Построение, выполняемое на рисунке, аналогично построению, выполнявшемуся ранее (в первой беседе) на рис. 1.7. Отличие состоит лишь в том, что теперь в точке O возбуждается, кроме сферической, также эллиптическая вторичная волна. Волновая поверхность эллиптической волны соответствующим образом ориентирована относительно преломляющей поверхности MN . На рисунке показаны два параллельных луча (EO и FN), падающих на границу кристалла MN ; OP — плоский фронт падаю-

*) Строго говоря, они всегда совпадают по направлению; по величине же они могут не совпадать.

шего светового пучка. Положение центра N выбирается так, чтобы выполнялось соотношение $PN/OR = c/v_0$, где c — скорость света в воздухе. Из N проводим касательную NC к сферической волновой поверхности и касательную ND к эллиптической поверхности. Прямая NC есть фронт обыкновенной волны, а ND — необыкновенной. Луч, проведенный из O через точку касания C , есть обыкновенный луч, а луч, проведенный из O через точку касания D , — необыкновенный.

Сравнивая рис. 8.4 и 8.5 с рис. 8.1, убеждаемся, что идея Гюйгенса о существовании в кристалле двух типов волн (сферических и эллиптических) в сочетании с разработанным им принципом построения волновых фронтов как огибающих волновых поверхностей вторичных волн действительно объясняет открытие Бартолином явление двойного преломления.

На рис. 8.6 рассматриваются два важных частных случая. В обоих случаях свет падает на преломляющую поверхность кристалла нормально. Оптическая ось кристалла в одном случае перпендикулярна к поверхности кристалла MN (рис. 8.6, а), а в другом

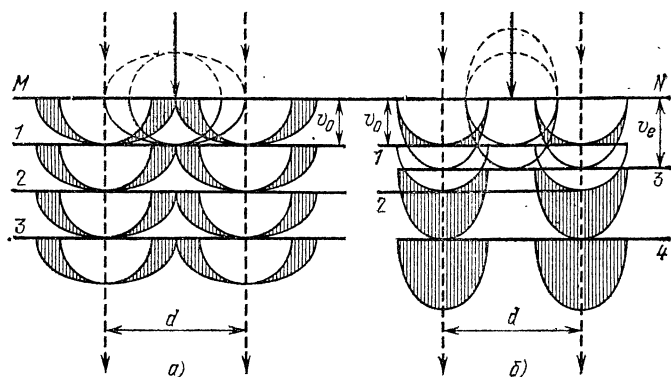


Рис. 8.6.

случае параллельна ей (рис. 8.6, б). Когда оптическая ось перпендикулярна к поверхности MN , свет распространяется вдоль оси; обе волны, обыкновенная и необыкновенная, имеют одну и ту же скорость v_0 . Когда оптическая ось параллельна поверхности MN , свет распространяется перпендикулярно к оси. Легко

видеть, что и в этом случае световой пучок в кристалле не раздваивается, однако скорости обыкновенной и необыкновенной волн оказываются разными (v_o и v_e соответственно).

При наклонном падении светового пучка на преломляющую грань кристалла двойное преломление наблюдается даже в случаях, когда оптическая ось перпендикулярна к этой грани либо параллельна ей (рис. 8.7).

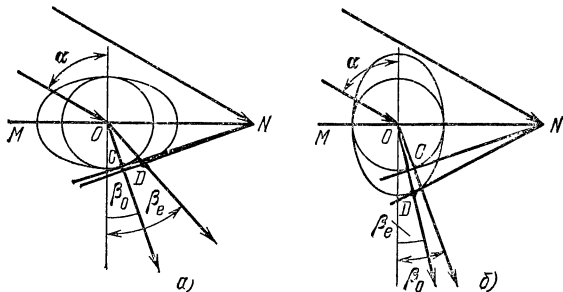


Рис. 8.7.

Обратим внимание на то, что на всех трех рисунках (рис. 8.5, 8.7, а, 8.7, б) угол преломления обыкновенного луча β_o один и тот же, если во всех трех случаях одинаков угол падения α . Это совершенно естественно, поскольку ориентация оптической оси не влияет на обыкновенный луч (ведь для обыкновенной волны кристалл является оптически изотропной средой). Иными словами, в отличие от необыкновенного луча, обыкновенный луч подчиняется закону преломления: для него отношение синуса угла падения к синусу угла преломления постоянно.

Опыты Гюйгенса с двумя кристаллами (на пороге открытия поляризации света). Несмотря на очевидный успех в объяснении явления двойного преломления, Гюйгенс счел необходимым выполнить дополнительные эксперименты. В результате он оказался у порога еще одного открытия. «Я скажу еще об одном удивительном явлении, которое обнаружил после того, как написал все, что стоит выше, — пишет Гюйгенс в «Трактате о свете». — Хотя я еще до сих пор не нашел его причины, все же я хочу указать на него,

чтобы предоставить возможность другим отыскать эту причину. По-видимому, нужно принять еще другие предположения сверх сделанных мною.»

Дело в том, что у Гюйгенса возник очень интересный вопрос. Что будет, если два световых пучка, получившихся в результате двойного преломления в кристалле исландского шпата, пропустить через второй такой же кристалл? Сначала Гюйгенс рассуждал примерно так. При падении светового пучка на кристалл в последнем возбуждаются вторичные сферические и эллиптические волны, обуславливающие соответственно правильное и неправильное преломления. В результате из кристалла выйдут, вместо одного, два световых пучка. Падая на второй кристалл, каждый из этих пучков также должен возбуждать вторичные сферические и эллиптические волны. Поэтому из второго кристалла должны выходить уже

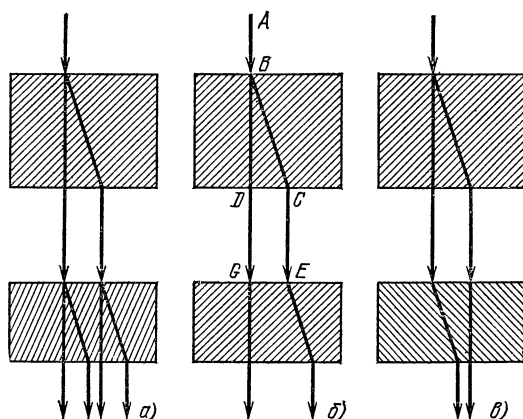


Рис. 8.8.

четыре световых пучка. Это означает, что должна наблюдаться картина, показанная на рис. 8.8, а (для простоты рассматриваем нормальное падение света на кристалл; при этом сразу видно, какой из лучей в кристалле обыкновенный, а какой необыкновенный). Поставленный Гюйгенсом эксперимент с двумя кристаллами исландского шпата показал, что картина, изображенная на рис. 8.8, а, действительно наблюдается. Но не всегда!

Гюйгенс обнаружил, что если главные сечения обоих кристаллов параллельны друг другу, то наблюдается картина, показанная на рис. 8.8, б. Это было удивительно. «Очень странно, — писал Гюйгенс, — что лучи CE и DG , падая из воздуха на нижний кристалл, не разделяются подобно первому лучу AB . Можно было бы сказать, что луч DG , пройдя через верхний кристалл, потерял свойство, необходимое, чтобы привести в движение материю, которая служит для неправильного преломления, а луч CE потерял свойство, необходимое, чтобы привести в движение материю, которая служит для правильного преломления. Но существует еще одно обстоятельство, которое опровергает это рассуждение.»

Новое обстоятельство было связано с результатами эксперимента, когда главные сечения кристаллов взаимно перпендикулярны. Наблюдаемая при этом картина преломления показана на рис. 8.8, в. «Если расположить оба кристалла так, чтобы плоскости, образующие главные сечения, пересекались под прямым углом, — писал Гюйгенс, — то луч, полученный от правильного преломления, подвергнется уже только одному неправильному преломлению в нижнем кристалле и, наоборот, луч, полученный от неправильного преломления, подвергнется уже только одному правильному преломлению». Поворачивая нижний кристалл относительно верхнего, Гюйгенс обнаружил, что и в тех случаях, когда оба вышедших из первого кристалла луча раздваиваются во втором, далеко не все ясно. Оказалось, что в зависимости от угла поворота нижнего кристалла изменяется отношение интенсивностей обыкновенного и необыкновенного лучей, возникающих в этом кристалле.

Обдумывая результаты эксперимента, Гюйгенс приходит к очень важному выводу. Если картина преломления зависит от взаимной ориентации кристаллов, то «по-видимому, необходимо заключить, что световые волны оттого, что они прошли первый кристалл, приобрели известную форму или расположение, благодаря которому, встречая ткань второго кристалла при одном положении, они могут привести в движение обе различные материи, которые служат обоим видам преломления; встречая же этот второй кристалл при другом его положении, они могут при-

вести в движение только одну из этих материй». Сегодня мы отбрасываем, как не имеющие научной значимости, рассуждения Гюйгенса о неких «приводимых в движение различных материях», но выделяем пророческие слова о том, что в результате прохождения через кристалл световые волны «приобрели известную форму или расположение». В этих словах предвосхищение *поляризации света*.

Итак, Христиан Гюйгенс стоял у порога открытия поляризации света. Правда, порога этого он так и не переступил. Это объясняется тем, что Гюйгенс был приверженцем волновой теории света и по аналогии со звуковыми волнами полагал, что световые волны также являются продольными. Состояния же поляризации присущи, как известно, поперечным волнам. Поэтому-то Гюйгенс, отличавшийся исключительной научной добросовестностью, и вынужден был закончить цитированную выше фразу словами: «Но для того, чтобы объяснить, каким образом это происходит, я до сих пор не нашел ничего меня удовлетворяющего».

Объяснение Ньютоном результатов опытов Гюйгенса. Упомянутый выше порог фактически переступил Исаак Ньютон. Рассматривая опыты Гюйгенса по двойному преломлению в двух кристаллах, Ньютон пришел к решающему выводу: если обычный световой луч обладает осевой симметрией, то лучи, прошедшие через кристалл, этой симметрией уже *не обладают*. В ньютоновой «Оптике» говорится, что «луч можно рассматривать как имеющий четыре стороны, или четверти» и что при повороте луча вокруг собственной оси эти стороны меняют свое положение относительно кристалла. Ньютон прямо указал: «Один и тот же луч преломляется иногда обыкновенно, иногда необыкновенно — сообразно положению его сторон относительно кристалла». Как понимать отсутствие у светового луча осевой симметрии? На этот вопрос Ньютон отвечал, исходя не из волновой, а из *корпускулярной* концепции. Он полагал, что «различными сторонами» могут обладать именно световые корпускулы.

Исследования Малюса и Брюстера. Выдвинутая Ньютоном идея поляризации света оставалась без внимания около ста лет. В 1808 г. Парижская Акаде-

математическую теорию двойного преломления. Премию получила работа французского инженера Этьена Малюса (1775—1812) под названием «Теория двойного лучепреломления света в кристаллических веществах».

Малюс заинтересовался двойным преломлением света после того как, рассматривая однажды через кристалл исландского шпата отражение Солнца в окнах Люксембургского дворца, он заметил, что вместо двух изображений Солнца видно только одно. Это напоминало результаты известных опытов Гюйгенса с двумя кристаллами шпата. Малюс поставил специальный эксперимент и обнаружил, что солнечный свет, отраженный от поверхности воды под углом 53° , обладает таким же свойством, что и свет, прошедший сквозь кристалл исландского шпата; при этом поверхность воды оказывалась аналогичной плоскости главного сечения кристалла. Для объяснения своего открытия и явления двойного преломления в кристалле Малюс воспользовался корпускулярной концепцией Ньютона. Он полагал, что в солнечном свете световые corpusculы ориентированы беспорядочно, тогда как при прохождении через кристалл или при соответствующем отражении они определенным образом ориентируются. Световой луч, corpusculы которого обладают определенной ориентацией, Малюс назвал *поляризованным*. С этого времени термин «поляризация света» прочно вошел в оптику.

Исследования Малюса продолжил английский ученый Дэвид Брюстер (1781—1868). Он установил закон, который называется теперь законом Брюстера: если угол падения луча таков, что отраженный и преломленный лучи оказываются взаимно перпендикулярными, то в этом случае отраженный луч полностью поляризован, а преломленный луч имеет максимальную поляризацию, причем поляризации указанных лучей противоположны. Такой угол падения луча принято называть углом Брюстера.

Поляризация света. Сегодня поляризация света находит объяснение как в корпускулярной (квантовой) теории, так и в волновой теории. Известно, что электромагнитные волны и, в частности, световые волны являются волнами *поперечными*. Поэтому

представление о поляризации этих волн оказывается совершенно естественным.

Напомним, что световые волны— это *электромагнитные волны*, длины которых попадают в оптический диапазон значений. В электромагнитной волне совершают колебания вектор электрической напряженности \mathbf{E} (электрический вектор) и вектор магнитной индукции \mathbf{B} (магнитный вектор). Они взаимно перпендикулярны и оба перпендикулярны к направлению лучевой скорости. В современной оптике поляризацию света связывают с направлением электрического вектора \mathbf{E} . Если колебания этого вектора совершаются в определенной плоскости, то говорят о *плоскополяризованном* свете; указанную плоскость

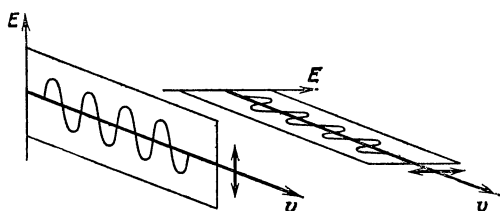


Рис. 8.9.

называют *плоскостью поляризации*. На рис. 8.9 представлены два случая, соответствующие такой поляризации; показаны плоскости поляризации для рассматриваемых случаев. Эти плоскости взаимно перпендикулярны. Кроме поляризации в плоскости существуют также более сложные виды поляризации света. Здесь нет необходимости останавливаться на них; отметим лишь, что поляризация всегда предполагает какую-то *упорядоченность* направлений вектора \mathbf{E} (и, соответственно, вектора \mathbf{B}). Если упорядоченность отсутствует, то говорят о *неполяризованном* свете.

С учетом поляризации света картина двойного преломления в кристалле приобретает законченность. Неполаризованный световой пучок, попадая в кристалл, превращается в два плоскополяризованных пучка— обыкновенный и необыкновенный. *Обыкновенный пучок поляризован перпендикулярно к плоскости главного сечения кристалла, тогда как необыкновенный пучок поляризован в плоскости главного*

сечения. Такими эти лучи и покидают кристалл. Таким образом, из кристалла выходят два плоскополяризованных световых пучка, плоскости поляризации которых взаимно перпендикулярны. Используя выражение Гюйгенса, можно сказать, что, пройдя через кристалл, эти пучки действительно «приобрели известную форму или расположение». Применяя фразеологию Ньютона, мы скажем, что эти пучки характеризуются разным «положением сторон» относительно главного сечения кристалла. Сказанное поясняет рис. 8.10, где OO_1 — оптическая ось кристалла, S — плоскость главного сечения, AB — падающий световой пучок, BD — обыкновенный пучок, BC — необыкновенный пучок, DG и CE — плоскополяризованные пучки, выходящие из кристалла. Направление поляризации пучков показано при помощи соответствующим образом ориентированных коротких стрелок.

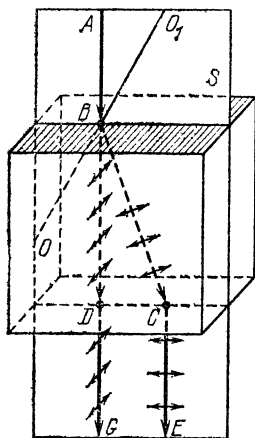


Рис. 8.10.

Теперь очень легко объяснить результаты опытов Гюйгенса с двумя кристаллами. В случае, показанном на рис. 8.8, б, главное сечение второго кристалла параллельно главному сечению первого. Поэтому луч, претерпевший обыкновенное преломление в первом кристалле, попадая во второй кристалл, оказывается по-прежнему поляризованным перпендикулярно к плоскости главного сечения. Ясно, что этот луч будет во втором кристалле обыкновенным лучом. То же можно сказать и о необыкновенном луче. Он поляризован в плоскости главного сечения первого кристалла и таким же является по отношению к плоскости главного сечения второго кристалла.

В случае, показанном на рис. 8.8, в, главное сечение второго кристалла перпендикулярно к главному сечению первого. Поэтому луч, поляризованный перпендикулярно к плоскости главного сечения первого кристалла, оказывается во втором кристалле поляризованным в плоскости главного сечения, и наоборот,

Это означает, что луч, являющийся обыкновенным в первом кристалле, оказывается необыкновенным, попадая во второй кристалл, тогда как необыкновенный луч из первого кристалла становится во втором обыкновенным лучом.

Рассмотрим общий случай, когда плоскости главных сечений кристаллов составляют друг с другом некоторый угол φ . Будем смотреть вдоль падающего светового пучка; при этом плоскости главных сечений будут представляться нам в виде прямых. На

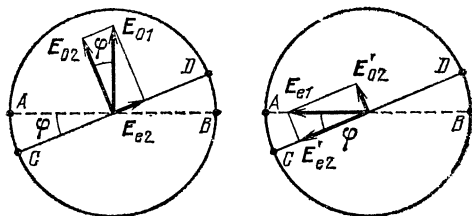


Рис. 8.11.

рис. 8.11 главное сечение первого кристалла изображается прямой AB , а второго кристалла — прямой CD . Электрические векторы E_{o1} и E_{e1} относятся соответственно к обыкновенному и необыкновенному лучам, выходящим из первого кристалла. Обратите внимание, что вектор E_{o1} перпендикулярен к прямой AB , тогда как вектор E_{e1} параллелен ей. Попадая во второй кристалл, каждый из этих лучей, вообще говоря, снова расщепляется на обыкновенный и необыкновенный лучи. Чтобы найти электрические векторы новых лучей, надо разложить векторы E_{o1} и E_{e1} на направление прямой CD и перпендикулярное к ней направление (см. рисунок). Обозначим через E_{o2} и E_{e2} электрические векторы обыкновенного и необыкновенного лучей, на которые расщепляется во втором кристалле луч с E_{o1} , а через E'_{o2} и E'_{e2} — такие же векторы, но для луча с E_{e1} . Как видно из рисунка,

$$\left. \begin{aligned} E_{o2} &= E_{o1} \cos \varphi, & E_{e2} &= E_{o1} \sin \varphi; \\ E'_{o2} &= E_{e1} \sin \varphi, & E'_{e2} &= E_{e1} \cos \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (8.1)$$

В зависимости от величины угла φ будет изменяться соотношение между электрическими векторами лучей, выходящих из второго кристалла; следовательно, будет изменяться и соотношение между интенсивностями этих лучей. Тем самым получает объяснение наблюдавшееся Гюйгенсом *изменение интенсивности лучей* при поворотах одного кристалла относительно другого. Из (8.1) видно, что при $\varphi \rightarrow 0$ и при $\varphi \rightarrow 90^\circ$ электрические векторы (а следовательно, и интенсивности) изменяются так, что вместо четырех лучей на выходе второго кристалла остаются только два.

При $\varphi = 0$ соотношения (8.1) принимают вид

$$E_{o2} = E_{o1}, \quad E_{e2} = 0; \quad E'_{o2} = 0, \quad E'_{e2} = E_{e1}, \quad (8.2)$$

а при $\varphi = 90^\circ$ преобразуются к виду

$$E_{o2} = 0, \quad E_{e2} = E_{o1}; \quad E'_{o2} = E_{e1}, \quad E'_{e2} = 0. \quad (8.3)$$

Эти два случая подробно разбирались выше.

Дихроичные пластинки и поляризационные призмы.

Двойное преломление света в кристаллах широко используется на практике для *получения поляризованных световых пучков*. Поляризаторы света разбиваются на несколько типов. Остановимся только на двух — *дихроичных пластинках* (поляроидах) и *поляризационных призмах*.

Дихроичная пластинка изготавливается из двоякопреломляющего кристаллического образца, в котором один из лучей, например обыкновенный, поглощается значительно сильнее, чем другой. Зависимость поглощения света от его поляризации называют *дихроизмом*; отсюда название такой пластинки. Примером дихроичной пластинки может служить пластинка из *турмалина*. При толщине пластинки, равной 1 мм, обыкновенный луч полностью поглощается. Посылая на пластинку неполяризованный пучок света, мы получаем на выходе пластинки плоскополяризованный пучок; его плоскость поляризации совпадает с главным сечением пластинки.

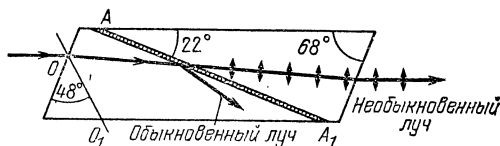


Рис. 8.12.

В качестве примера поляризационной призмы рассмотрим *призму Николя*. Эту призму предложил в 1820 г. английский физик Уильям Николь. Она вырезается из кристалла исландского шпата так, как показано на рис. 8.12 (OO_1 — оптическая ось кристалла). По линии AA_1 кристалл разрезается и затем два получившихся куска склеиваются по месту разреза канадским бальзамом. Геометрия призмы и склеивающее вещество подобраны здесь так, чтобы

необыкновенный луч проходил сквозь призму, а обыкновенный претерпевал полное внутреннее отражение на границе кристалла и канадского бальзама.

Существует довольно много различных типов поляризационных призм. В качестве еще одного примера приведем *призму Глана — Фуко* (рис. 8.13). Она представляет собой две призмы из исландского шпата, отделенные друг от друга воздушным зазором.

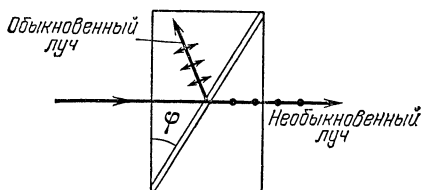


Рис. 8.13.

Оптические оси обеих призм перпендикулярны к падающему лучу и к плоскости рисунка; $\varphi = 38^\circ 30'$. Необыкновенный луч проходит через призму, тогда как обыкновенный претерпевает отражение на границе между кристаллом и воздушным промежутком.

Поворот плоскости поляризации света в полуволновой пластинке. Используя двойное преломление, можно не только получать плоскополяризованный свет, но и *управлять поляризацией света*. Рассмотрим наиболее простой пример управления поляризацией — поворот плоскости поляризации плоскополяризованного светового пучка на некоторый угол α .

Пусть исходный световой пучок падает нормально на кристаллическую пластинку, оптическая ось которой перпендикулярна к пучку. На рис. 8.14 показан разрез такой пластинки плоскостью главного сечения; OO_1 — оптическая ось, AB — падающий световой пучок. Пластинка должна быть ориентирована так, чтобы оптическая ось OO_1 составляла с электрическим вектором E_1 падающего пучка угол $\alpha/2$. Разложим вектор E_1 на составляющие E_{o1} и E_{e1} , соответствующие обыкновенному и необыкновенному лучам. В рассматриваемом случае эти лучи совпадают, но скорости обыкновенной и необыкновенной волн различны: v_o — для обыкновенной, v_e — для необыкновенной (в связи с этим напомним читателю

рис. 8.6, б). Соответственно будут различными и длины волн для обыкновенного и необыкновенного лучей. Длина волны λ есть расстояние, на которое смещается фронт волны за время, равное ее периоду $T = 1/\nu$ (ν — частота излучения). Таким образом, для

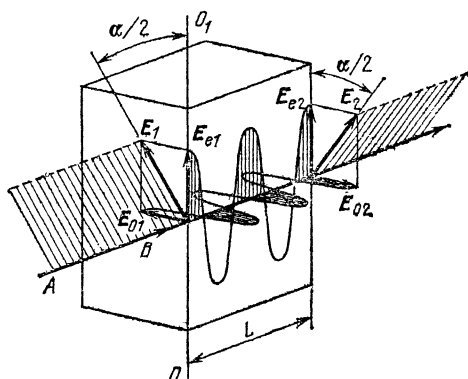


Рис. 8.14.

обыкновенной и необыкновенной волн внутри пластинки можем записать

$$\lambda_o = \frac{v_o}{\nu}, \quad \lambda_e = \frac{v_e}{\nu}. \quad (8.4)$$

Далее предположим, что толщина L пластинки подобрана такой, чтобы укладывающееся на ней число обыкновенных длин волн L/λ_o было больше укладывающегося на ней числа необыкновенных длин волн L/λ_e на $1/2$:

$$\frac{L}{\lambda_o} - \frac{L}{\lambda_e} = \frac{1}{2}. \quad (8.5)$$

Как видно из рис. 8.14, в этом случае взаимная ориентация векторов E_{o2} и E_{e2} на выходе пластинки будет такой, что вектор $E_2 = E_{o2} + E_{e2}$ окажется повернутым относительно оптической оси на тот же угол $\alpha/2$, но в другую сторону, нежели вектор E_1 . В итоге вектор E_2 оказывается повернутым относительно вектора E_1 на требуемый угол α .

Рассматриваемая пластинка называется *полуволновой*, поскольку в ней происходит смещение обыкновенной

новенной и необыкновенной волн относительно друг друга на половину длины волны; указанные волны смещаются относительно друг друга по фазе на величину, равную π . Подставляя (8.4) в (8.5), получаем следующую формулу для толщины L полуволновой пластинки:

$$L = \left[2\nu \left(\frac{1}{v_o} - \frac{1}{v_e} \right) \right]^{-1}. \quad (8.6)$$

Пусть $\nu = 4,5 \cdot 10^{14}$ Гц (красный луч). Для исландского шпата при такой частоте имеем $v_o = 1,81 \cdot 10^8$ м/с, $v_e = 2,02 \cdot 10^8$ м/с. Подставляя эти числа в (8.6), находим $L = 2$ мкм.

Полученный результат соответствует минимальной толщине полуволновой пластинки из исландского шпата. Толщина реальной полуволновой пластинки может быть в $2N + 1$ раз больше L , где N — целое число.

Рассмотрим полуволновую пластинку из кварца. В отличие от исландского шпата, кварц относится не к отрицательным, а к положительным одноосным кристаллам. У него $v_e < v_o$, поэтому формулу (8.6) надо заменить формулой

$$L = \left[2\nu \left(\frac{1}{v_e} - \frac{1}{v_o} \right) \right]^{-1}. \quad (8.7)$$

Для кварца при $\nu = 4,5 \cdot 10^{14}$ Гц имеем $v_o = 1,945 \cdot 10^8$ м/с, $v_e = 1,934 \cdot 10^8$ м/с. Подставляя эти числа в (8.7), находим $L = 37$ мкм.

ЧТО ТАКОЕ ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА?

Данная беседа посвящена одному из новых направлений оптики, сформировавшемуся во второй половине 50-х годов нашего столетия. Это направление получило название «волоконная оптика». Его интенсивное развитие в наши дни в значительной мере связано с развитием оптических линий связи, оптико-электронных систем обработки информации, медицинской аппаратуры и т. д.

Мы привыкли к тому, что свет распространяется прямолинейно. Правда, мы знаем, что в среде с плавно изменяющимся показателем преломления, например, в земной атмосфере, световой луч искривляется (см. вторую беседу); тем не менее образ светового луча для нас — это прямая линия или, в более общем случае, ломаная линия, состоящая из отрезков прямых. А можно ли намотать световой луч на руку, как наматывают, скажем, шнур или бечевку? Такой во-

прос может показаться странным. А между тем это действительно можно сделать, если «запереть» световое излучение в прозрачном гибком *оптическом волокне*.

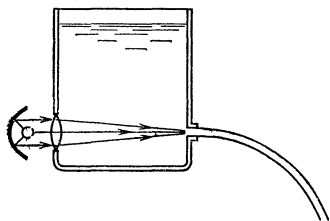


Рис. 9.1.

Светящаяся водяная струя. Представление о распространении света по изогнутому волокну можно по-

лучить, если проделать следующий опыт. Схема этого опыта показана на рис. 9.1. В нижней части боковой стенки сосуда, наполненного водой, есть отверстие, через которое непрерывной струей вытекает вода. Против отверстия помещен источник света; световые лучи фокусируются как раз на отверстие. Свет попа-

дает внутрь водяной струи и как бы бежит по ней. Создается впечатление, будто вода увлекает за собой свет; водяная струя светится изнутри.

Все мы много раз любовались в вечернее время ярким зрелищем подсвечиваемых снизу фонтанов. При соответствующем образом устроенной подсветке водяные струи такого фонтана светятся изнутри — как и в опыте, описанном выше.

Светящаяся струя воды — это прообраз оптического волокна. В обоих случаях мы имеем дело с явлением *полного внутреннего отражения* света. Именно это явление и «заставляет» свет бежать по волокну, покорно следуя всем его изгибам.

Световые лучи в прямом и изогнутом цилиндрических волокнах. Рассмотрим несколько несложных задач, которые дадут представление о том, как распространяется свет по оптическому волокну. При этом для простоты будем рассматривать лишь те лучи, которые лежат в плоскости, проходящей через ось волокна; такие лучи называют меридиональными. Ход светового луча в волокне зависит от величины угла падения луча на торец волокна. Лучи, падающие на торец под слишком большим углом, не удержатся внутри волокна; они выйдут через боковую поверхность.

Решим следующую задачу. *Найти максимально допустимый угол α падения луча на торец прямого волокна, имеющего показатель преломления n .*

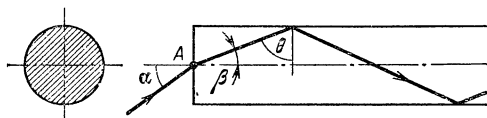


Рис. 9.2.

На рис. 9.2 показан вид волокна с торца, а также ход луча внутри волокна. Чтобы свет удерживался в волокне, угол θ не должен превышать предельного угла полного внутреннего отражения. Так как в задаче рассматривается предельная ситуация, то приравняем угол θ упомянутому углу, т. е. положим (см. первую беседу)

$$\sin \theta = \frac{1}{n}. \quad (9.1)$$

Закон преломления в точке A запишем в виде $\sin \alpha / \sin \beta = n$, или (поскольку $\beta = 90^\circ - \theta$)

$$\frac{\sin \alpha}{\cos \theta} = n. \quad (9.2)$$

Используя (9.1), перепишем (9.2) так:

$$\frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 - (1/n)^2}} = n.$$

Отсюда следует, что

$$\alpha = \arcsin \sqrt{n^2 - 1}. \quad (9.3)$$

Если, например, $n = 1,3$, то $\alpha = 56^\circ$.

Прямое волокно особого интереса, очевидно, не представляет. Более интересно волокно *изогнутое*. Естественно, возникает вопрос, в какой мере световод критичен к изгибам. Решим в связи с этим следующую задачу. Даны диаметр D и показатель преломления n волокна, изогнутого в виде части окружности. Световой луч входит в торец волокна под углом α . Найдите минимально допустимый (с точки зрения условия полного внутреннего отражения) радиус изгиба волокна R .

Применим теорему синусов к треугольнику OAB (рис. 9.3). Получим следующую пропорцию:

$$\frac{AO}{\sin \theta} = \frac{OB}{\sin (90^\circ + \beta)}. \quad (9.4)$$

Учитывая, что $AO = R$, $OB = R + D/2$, перепишем (9.4) в виде

$$\frac{R}{\sin \theta} = \frac{R + D/2}{\cos \beta}. \quad (9.5)$$

Далее учтем, что $\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha / n^2}$ и что угол θ надо приравнять предельному углу полного внутреннего отражения: $\sin \theta = 1/n$. В результате соотношение (9.5) принимает вид

$$Rn = \frac{R + D/2}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha / n^2}}.$$

Таким образом,

$$R = \frac{D}{2(\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - 1)}. \quad (9.6)$$

Предположим, что $\alpha = 0$ (световой луч входит в волокно строго по его оси). В этом случае (9.6) преобразуется к виду

$$R = \frac{D}{2(n - 1)}. \quad (9.7)$$

При $n = 1,5$ получаем отсюда $R = D$.

Итак, в рассматриваемом случае допустимый минимальный радиус изгиба волокна может равняться диаметру самого волокна! Конечно, такие сильные изгибы на практике не реализуются; ведь ко всему прочему следует принимать во внимание упругость и прочность реального волокна. Однако ясно, что оптическое волокно как световод не критично к изгибам, а это, конечно, очень важно.

Лучи в коническом волокне. До сих пор мы рассматривали волокно, диаметр которого постоянен по

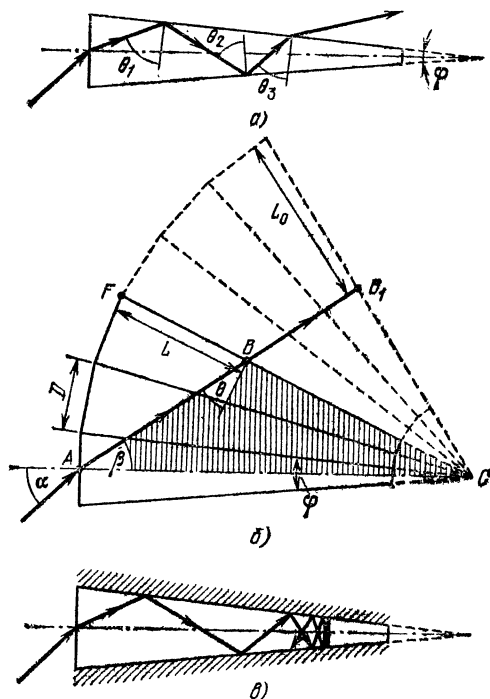


Рис. 9.4.

всей длине. А что будет, если взять волокно не цилиндрической, а конической формы — с постепенно уменьшающимся диаметром? Нельзя ли применить такое волокно для увеличения плотности световой энергии, т. е. для концентрации света?

Такие волокна существуют. Они действительно могут использоваться для собирания света; однако сколь

угодно большой концентрации световой энергии получить при этом принципиально нельзя. Дело в том, что по мере распространения света по такому волокну угол θ , под которым луч падает на боковую поверхность волокна, увеличивается от отражения к отражению — до тех пор, пока не нарушится условие полного внутреннего отражения, после чего луч покинет волокно (рис. 9.4, а).

Решим следующую задачу. *Свет падает под углом α на торец конического сужающегося волокна с углом раствора конуса φ ; показатель преломления волокна n , диаметр входного торца D . Найти длину L , на которой луч удерживается внутри волокна.*

На первый взгляд задача представляется сложной, поскольку угол падения луча на боковую поверхность волокна меняется от отражения к отражению. Однако существует остроумный прием, который очень упрощает рассмотрение. Этот прием основан на равенстве углов падения и отражения; его легко понять, если взглянуть на рис. 9.4, б. Мы видим, что реальную траекторию луча, имеющую вид ломаной линии, можно «развернуть» в прямую линию (прямая AB на рисунке), пересекающую расположенные веером конические волокна. Искомое расстояние $L = FB$ определяется из условия, что перпендикуляр к FC , восстановленный из B , должен образовывать с прямой AB угол θ , равный углу полного внутреннего отражения ($\sin \theta = 1/n$). Вследствие малости угла φ можно, очевидно, принять $AC = FC = D/\varphi$. Запишем теорему синусов для треугольника ABC :

$$\frac{AC}{\sin(90^\circ + \theta)} = \frac{BC}{\sin \beta}$$

или, иначе,

$$\frac{D/\varphi}{\cos \theta} = \frac{D/\varphi - L}{\sin \alpha/n}. \quad (9.8)$$

С учетом того, что $\sin \theta = 1/n$, перепишем (9.8) в виде

$$\frac{D/\varphi}{\sqrt{n^2 - 1}} = \frac{D/\varphi - L}{\sin \alpha},$$

откуда и находим искомую длину:

$$L = \frac{D}{\varphi} \frac{\sqrt{n^2 - 1} - \sin \alpha}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (9.9)$$

Мы убеждаемся, что запереть излучение в сужающемся коническом волокне не удастся. Этого нельзя сделать, даже если нанести на боковую поверхность волокна зеркально отражающее покрытие. Ход луча в таком волокне показан на рис. 9.4, в. Луч проникает в волокно на глубину L_0 , а затем возвращается назад. Расстояние L_0 легко найти, обратив-

шись к рис. 9.4, б. Так как треугольник AB_1C прямоугольный, то $B_1C = (D/\varphi) \sin \beta$ и, таким образом,

$$L_0 = \frac{D}{\varphi} (1 - \sin \beta) = \frac{D}{\varphi} \left(1 - \frac{\sin \alpha}{n}\right). \quad (9.10)$$

Заметим, что (9.10) получается из (9.9), если принять $n \gg 1$.

Пусть α_1 — угол падения луча на входной торец конического световода, а α_2 — угол, под которым луч покидает световод на его выходном торце. Нетрудно сообразить, что в сужающемся световоде $\alpha_2 > \alpha_1$, а в расширяющемся, наоборот, $\alpha_2 < \alpha_1$.

Влияние изгиба волокна. В рассмотренных задачах предполагалось, что траектория светового луча внутри волокна состоит из отрезков прямых. Такое предположение надо рассматривать лишь как первое приближение. На практике оно часто оказывается непригодным.

Прежде всего надо учитывать, что при изгибе волокна его область с внутренней стороны изгиба подвергается сжатию, а область с внешней стороны изгиба растяжению. В результате показатель преломления волокна с внутренней стороны изгиба оказывается больше, чем с внешней. Это приводит к *искривлению* светового луча в волокне. Искривление происходит таким образом, чтобы выпуклость траектории была обращена в сторону меньшего значения показателя преломления; иначе говоря, направление изгиба луча будет соответствовать направлению изгиба волокна. Таким образом, траектория светового луча в изогнутом волокне состоит не из прямых, а из кривых участков, как это показано на рис. 9.5.

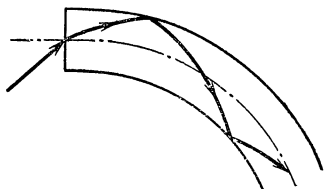


Рис. 9.5.

Градиентные оптические волокна. С целью более эффективного удержания света внутри волокна, последнее часто изготавливают так, чтобы показатель преломления был максимален по оси волокна и плавно уменьшался к краям. На рис. 9.6 показано изменение показателя преломления по поперечному сечению волокна, а рядом изображена траектория свето-

вого луча в таком волокне. На рисунке приведены характерные для подобного волокна размеры. При диаметре волокна 200 мкм его центральная (светонесущая) область имеет диаметр около 50 мкм; относительное уменьшение показателя преломления при переходе от оси волокна к его краю составляет в

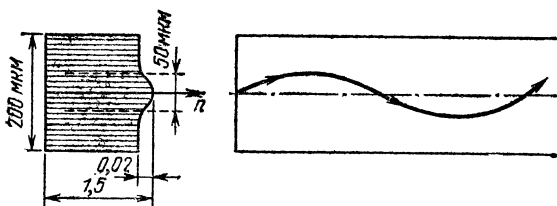


Рис. 9.6.

рассматриваемом случае немногим более 1%. В настоящее время разработана достаточно совершенная технология изготовления оптических волокон с переменным по сечению показателем преломления; эти волокна называют *градиентными*.

Тонкие волокна. Все сказанное выше относилось к волокнам, диаметр которых много больше длины волны света, т. е. к так называемым *толстым* волокнам. Используются также *тонкие* волокна; их диаметр соизмерим с длиной волны света и даже меньше ее. Диаметр тонкого волокна может достигать 0,1—1 мкм. Очевидно, что при рассмотрении распространения света по такому волокну принципиально нельзя говорить о какой бы то ни было траектории светового луча. Здесь могут использоваться только *волновые* представления. Распространяющееся вдоль тонкого волокна поле световой волны заполняет весь объем волокна и, более того, занимает также часть пространства вблизи волокна.

Сделанные замечания позволяют в какой-то мере почувствовать степень сложности вопросов, которые приходится решать при разработке, изготовлении и применении волоконных световодов. Эти световоды используются сегодня для передачи сигналов на расстояния от нескольких метров до нескольких километров. Ясно, что длинные волокна должны характеризоваться очень малым поглощением света, а также

очень малым рассеянием света через боковую поверхность. Согласно современным требованиям, предъявляемым к длинным световодам, потери световой энергии не должны превышать нескольких децибел на километр длины световода. Требования, предъявляемые к световодам, применяемым для передачи сигналов на малые расстояния, измеряемые метрами и десятками метров, являются, естественно, менее жесткими.

Передача оптических изображений по волоконному жгуту. Оптические волокна широко используются для передачи по ним не только световых сигналов, но и *оптических изображений* (двумерных картинок). Для этого волокна komponуют в *жгут*. На рис. 9.7 показан поперечный разрез такого жгута с относительно малым числом волокон. В применяемых на практике жгутах число волокон может достигать до миллиона. Каждое волокно, входящее в жгут, имеет оболочку, препятствующую просачиванию световой энергии из данного волокна в соседние.

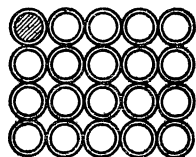


Рис. 9.7.

Принцип передачи изображения по волоконному жгуту достаточно прост. Можно сказать, что световые лучи, отраженные (или испущенные) тем или иным элементом передаваемого изображения, улавливаются соответствующим волокном в жгуте, проходят по всей длине жгута и на выходе воспроизводят данный элемент изображения. Образно говоря, мы как бы «овладеваем» в отдельности каждым идущим от объекта или исходного изображения лучом и при помощи волокна направляем этот луч туда, куда требуется. Сохраняя на выходе жгута такое же взаимное расположение волокон, что и на входе, мы можем воспроизвести на выходе то изображение, которое подавалось на вход, т. е. тем самым можем осуществить передачу изображения на расстояние.

В частности, мы можем принимать изображения объектов, находящихся в *труднодоступных полостях*, в тех местах, куда мы сами (вместе с нашей обычной оптикой) заглянуть не можем. Это важно при исследовании внутренних органов человека; волоконная

оптика открывает большие возможности просматривания человеческого организма, так сказать, изнутри.

Волоконный выравниватель светового поля. Однако волоконная оптика позволяет не только передавать изображения, но и делать нечто большее. Ведь каждый идущий от объекта луч как бы находится в наших руках. При желании мы можем усилить яркость луча (усилится яркость передаваемого изображения), можем корректировать направление отдельных лучей (уменьшатся aberrации получаемого изображения).

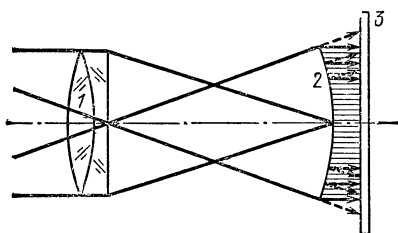


Рис. 9.8.

На рис. 9.8 показан так называемый *волоконный выравниватель светового поля*, позволяющий устранить aberrации, создаваемые линзой системой. На рисунке: 1 — линзовая система, 2 — волоконнооптическое корректирующее

устройство, 3 — фотопластинка. В отсутствие волоконнооптического устройства световые лучи приходили бы на фотопластинку так, как это показано штриховыми стрелками; теперь же они приходят так, как показано непрерывными стрелками. Корректировка хода лучей продумана так, чтобы устранить aberrации линзовой системы.

Волоконный диссектор изображения в высокоскоростной фотографии. В качестве еще одного конкретного примера рассмотрим применение волоконной оптики в высокоскоростной фотографии. Предположим, что требуется сфотографировать некий быстротекающий процесс; для этого необходимо быстро перемещать фотопленку в киноаппарате. Естественно, возникают ограничения, связанные с определенными техническими возможностями осуществления быстрого перемещения пленки, а также с необходимостью выдерживать некоторый промежуток времени, требуемый для экспозиции. В этом случае можно воспользоваться волоконнооптическим устройством, называемым *диссектором изображения*. Оно поэлементно преобразует двумерную картинку в строку (рис. 9.9). Двумерная картинка как бы разрезается на совокуп-

ность строк и все эти строки выкладываются в единую строку. Фотопленка перемещается относительно изображения в направлении, показанном на рисунке стрелкой. Ясно, что на одной и той же длине пленки можно уместить гораздо больше кадров, если они будут иметь вид строк, а не двумерных картинок. Впоследствии заснятое в виде таких строк изображение может быть преобразовано с помощью того же самого волоконного диссектора в обычное двумерное изображение и перенято на новую пленку. При этом первая пленка должна перемещаться более медленно; при обычной скорости перемещения второй пленки мы будем видеть заснятый процесс в замедленном варианте.

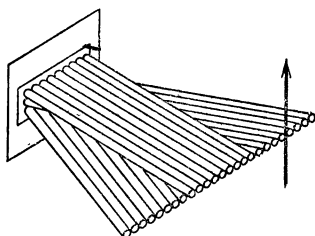


Рис. 9.9.

Сетчатка глаза как волоконнооптическое устройство. В завершение беседы приведем пример *природной* волоконнооптической системы, какой, по сути дела, является *сетчатка* человеческого глаза.

На рис. 9.10 выделена и схематически показана область сетчатки в районе желтого пятна. Попадая на сетчатку, свет сначала проходит через слой 1, состоящий из нервных клеток и волокон, а затем воспринимается находящимися в слое 2 светочувствительными элементами. Этот последний слой подобен волоконнооптическому устройству. Он содержит волокна двух типов (они выделены на рисунке): более тонкие волокна 3 и утолщенные волокна 4.

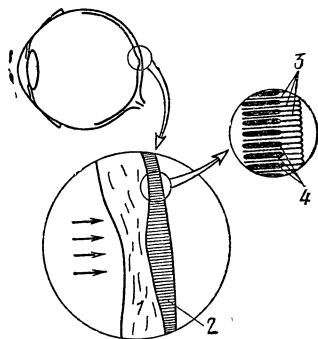


Рис. 9.10.

Первые принято называть палочками, вторые — колбочками. В последние годы растет убеждение в том, что в природе волоконнооптические устройства и элементы встречаются значительно чаще, чем это принято считать.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, мы убедились, что преломление света охватывает очень широкий круг вопросов. И тем не менее мы рассказали о преломлении света далеко не все. Многие интересные вопросы попросту не поместились в данной книге. Отметим хотя бы вкратце некоторые из них.

Управление преломляющими свойствами вещества. Можно ли *управлять* преломляющими свойствами вещества? Иначе говоря, можно ли управлять показателем преломления света? Современная наука и техника дают положительный ответ на этот вопрос. Существуют разнообразные способы управления преломлением света; они основаны на изменении показателя преломления в зависимости от различных внешних факторов.

Так, показатель преломления полупроводника зависит, в частности, от числа электронов проводимости в единице объема. Теория показывает, что с увеличением числа электронов проводимости показатель преломления уменьшается. Число же электронов проводимости зависит от ряда факторов; в частности, оно возрастает при облучении полупроводника светом с определенной (для данного полупроводника) частотой. Представим себе тонкую полупроводниковую пластинку. Облучая те или иные участки пластинки светом и тем самым уменьшая показатель преломления этих участков, можно получить своеобразные «плоские» варианты линз и призм для светового пучка, распространяющегося вдоль пластинки (пластинка должна быть достаточно прозрачной). Сказанное поясняет рис. А.1, где штриховкой выделены облученные участки пластинки, а стрелками показано направление световых лучей, распространяющихся вдоль пластинки. На рисунке приведены четыре случая: а) отклонение светового пучка, б) параллельное

смещение пучка, в) фокусировка пучка, г) расфокусировка пучка.

Можно управлять преломлением света, помещая преломляющее вещество во внешнее электрическое поле и изменяя напряженность поля. Если, например, поместить в электрическое поле жидкость, то она приобретет свойства одноосного (положительного либо отрицательного) кристалла, в котором направление внешнего поля будет являться оптической осью.

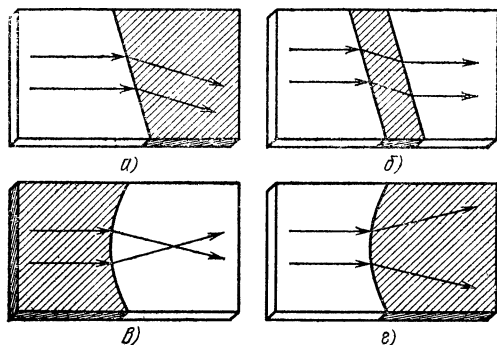


Рис. А.1.

В такой анизотропной жидкости, как и в одноосном кристалле, распространяются две плоскополяризованные световые волны — обыкновенная и необыкновенная. Разность $v_o - v_e$ оказывается при этом пропорциональной квадрату напряженности поля: $|v_o - v_e| \sim E^2$. Это есть так называемый *электрооптический эффект Керра*.

Выше уже отмечалось (см. девятую беседу), что в изогнутом волокне показатель преломления изменяется от точки к точке под влиянием возникающих в таком волокне неоднородных механических напряжений. Это относится к любому веществу, в котором возникают или специально создаются механические напряжения. Последние можно создавать, в частности, посылая через вещество ультразвуковую волну. Тем самым возможно управление показателем преломления вещества при помощи ультразвуковых волн. На этой основе возникло и развивается специальное направление в современной оптике, называемое *акустооптикой*.

Показатель преломления зависит также от температуры вещества. Для одних веществ он увеличивается с ростом температуры, у других, напротив, уменьшается. Если в веществе возникает или специально создается изменение температуры при переходе от одних областей к другим, то может образоваться так называемая *тепловая линза*. Оптическая сила такой «линзы» зависит от теплового режима, т. е. от степени нагрева и характера отвода тепла. Тепловая линза возникает, в частности, в активном элементе лазера, возбуждаемого при помощи интенсивного оптического излучения, которое и нагревает активный элемент.

Если по веществу распространяется световой пучок большой интенсивности, например пучок из мощного лазера, то может наблюдаться своеобразное явление, которое следует рассматривать как *самовоздействие* светового пучка: пучок изменяет показатель преломления, что соответствующим образом отражается на характере распространения пучка по веществу. Показатель преломления обычно оказывается более высоким вдоль оси пучка (там, где выше интенсивность светового поля) и спадает вблизи границы пучка. Читателю, знакомому с явлением искривления световых лучей в оптически неоднородной среде (см. вторую беседу), нетрудно понять, почему такой световой пучок должен как бы самофокусироваться. Входя в вещество, такой пучок будет не рассеиваться, а напротив, собираться в тонкую световую нить. Явление *самофокусировки* мощного лазерного излучения в различных средах интенсивно исследуется в настоящее время.

Электрооптический дефлектор. Мы видим, таким образом, что существуют различные способы целенаправленного воздействия на преломляющие свойства вещества. Управление преломлением света широко используется в современных оптических устройствах. В качестве примера рассмотрим принцип действия электрооптического устройства, позволяющего очень быстро (менее, чем за одну стотысячную долю секунды!) менять в пространстве положение светового луча при сохранении его направления. Это устройство называют *электрооптическим дефлектором*. Принципиальная схема простого варианта такого де-

флектора показана на рис. А.2. Здесь K_1 и K_2 — одинаково ориентированные двулучепреломляющие кристаллы, 1 и 2 — ячейки Керра, т. е. кюветы с жидкостью, помещенные в электрическое поле; направление поля перпендикулярно к направлению исходного светового пучка. Световые пучки показаны на рисунке стрелками. Будем полагать, что исходный световой пучок плоскополяризован. Кроме того, будем

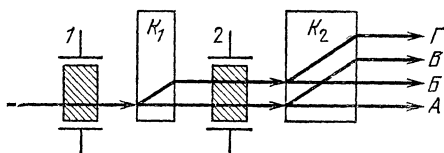


Рис. А.2.

полагать, что при подаче напряжения на ячейку Керра она действует как полуволновая пластинка (см. восьмую беседу), поворачивающая плоскость поляризации пучка на 90° . Чтобы обеспечить такой угол поворота плоскости поляризации, надо ориентировать направления поля в обеих ячейках под углом 45° к направлению поляризации исходного светового пучка (заметим, что направления поля в обеих ячейках одинаковы). Пусть ориентация кристаллов K_1 и K_2 такова, что исходный пучок является для них обыкновенным пучком (он поляризован перпендикулярно к плоскости главного сечения кристаллов).

Предположим, что на обе ячейки напряжение не подано (ячейки выключены). В этом случае световой луч, проходя через кристаллы K_1 и K_2 , не испытывает отклонения, т. е. выступает как обыкновенный луч; в результате луч выйдет из дефлектора в положении А (см. рисунок). Пусть обе ячейки включены. Теперь при прохождении ячейки 1 плоскость поляризации луча поворачивается на 90° , он становится для кристалла K_1 необыкновенным лучом и, как следствие, отклоняется в нем. После поворота плоскости поляризации на 90° в ячейке 2 луч приходит к кристаллу K_2 уже как обыкновенный луч и поэтому не отклоняется в данном кристалле. В результате световой луч выйдет из дефлектора в положении Б. Нетрудно сообразить, что при выключенной ячейке 1

и включенной ячейке 2 световой луч выйдет из дефлектора в положении В, а при включенной ячейке 1 и выключенной ячейке 2 — в положении Г.

Здесь для простоты рассмотрена двухкаскадная схема; она имеет только четыре положения на выходе. При наличии n каскадов число положений на выходе равно 2^n . В современных дефлекторах уверенно реализуются 1024 положения, что соответствует десяти каскадам.

Космические линзы. В заключение коснемся еще одного вопроса, связанного с преломлением света.

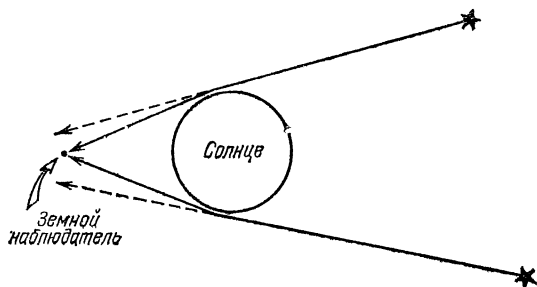


Рис. А.3.

Речь пойдет о так называемых *космических линзах*. Говоря об этих «линзах», имеют в виду два оптических явления. Первое читателю уже знакомо; оно связано с рефракцией света в атмосфере (см. вторую беседу). Это явление определяет своеобразный линзовый эффект атмосферы Земли или иной планеты. Так, излучение, идущее к Земле от далеких космических источников, может фокусироваться земной атмосферой, которая действует как своеобразная линза, имеющая форму сферы диаметром свыше 10 000 км. Второе явление связано с искривлением солнечных лучей в гравитационном поле. Остановимся на нем немного подробнее.

Из общей теории относительности великого физика XX в. Альберта Эйнштейна (1879—1955) следует, что световые лучи, проходящие вблизи массивного тела, например, вблизи Солнца, искривляются. В результате такого искривления можно наблюдать при полном солнечном затмении некоторые звезды, кото-

рые согласно точным вычислениям находятся в это время за краем солнечного диска (рис. А.3). Мы имеем здесь дело со своеобразной космической линзой, которая может быть названа *гравитационной*.

Эффектный пример гравитационной линзы был обнаружен недавно, в середине 1979 г., когда были открыты два близко расположенных и очень похожих друг на друга квазара. Первые квазары открыты около двадцати лет назад; так были названы крайне далекие космические объекты, от которых распространяется довольно сильное излучение. Предполагают, что квазары представляют собой ядра далеких галактик, в которых происходят бурные процессы, повышающие светимость таких галактик в тысячи раз по сравнению со светимостью обычных (спокойных) галактик. Открытая в 1979 г. пара квазаров различалась по угловому расстоянию на 6 угл. секунд, что

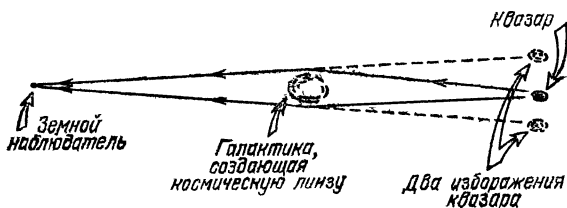


Рис. А.4.

соответствует трем тысячным видимого диаметра полной Луны. Уже это было удивительно, так как все известные квазары распределены по небосводу достаточно равномерно со средним угловым расстоянием между соседями порядка нескольких градусов. Еще более удивительным было полное совпадение спектров обоих квазаров. Такого совпадения до этого никогда не наблюдали. В настоящее время установлено, что указанная пара квазаров — это два изображения *одного и того же* квазара, полученные благодаря существованию в космическом пространстве мощной гравитационной линзы (рис. А.4). Как показали исследования, эта гравитационная линза создается галактикой, расположенной между Землей и загадочным квазаром.

На этом мы и закончим наше путешествие в мир преломляющихся световых лучей или, иначе говоря, в мир *геометрической оптики*. Представление оптического излучения в виде световых лучей позволило рассмотреть многие интересные явления. Нужно, однако, помнить, что такое представление есть всего лишь предельный случай более общего подхода к природе света, основанного на использовании понятия световой волны. Это понятие встречалось и на страницах данной книги, правда, в качестве редкого гостя. Мы сознательно ограничивались кругом тех явлений, которые позволяли избежать последовательного использования понятия световой волны. Иначе наше путешествие затянулось бы — нам пришлось бы перейти из мира геометрической оптики в более широкий мир *волновой оптики*.

Совет читателю, добравшемуся до последней страницы книги. Дорогой читатель! По-видимому, ты убедился, что книга читается местами довольно легко, а местами несколько трудновато. Легко — когда речь идет о вопросах истории, экспериментах, физике явлений. Трудновато — когда рассматриваются конкретные задачи (они выделены мелким шрифтом), а также ход световых лучей в тех или иных конкретных ситуациях, в тех или иных устройствах. Возможно, что трудные места ты при чтении книги пропускал или, во всяком случае, читал бегло. В этом нет ничего страшного. Однако теперь мы советуем тебе вооружиться карандашом и чистой тетрадью и, начиная с первых страниц книги, не торопясь, разобраться во всех встречающихся задачах и оптических схемах.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
-----------------------	---

Беседа первая. ЧТО ПРОИСХОДИТ СО СВЕТОВЫМИ ЛУЧАМИ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ СРЕД?	5
--	---

Кольцо на дне сосуда с водой (5). Опыты Птолемея (7). Установление закона преломления Снеллиусом (7). Объяснение закона преломления Декартом; ошибка Декарта (9). Принцип Гюйгенса (10). Принцип Гюйгенса и закон преломления (11). Принцип Ферма (принцип наименьшего времени) (13). Вывод закона преломления из принципа Ферма (15). Применение принципа Ферма (16). Полное внутреннее отражение света; предельный угол отражения (19). Графический метод построения преломленных лучей (21). Излучение Вавилова — Черенкова и законы преломления и отражения света (22).

Беседа вторая. К КАКИМ ОБМАНАМ ЗРЕНИЯ ПРИ- ВОДИТ РЕФРАКЦИЯ СВЕТА В ЗЕМ- НОЙ АТМОСФЕРЕ?	26
--	----

Рефракция света в атмосфере; угол рефракции (26). Ранние представления о рефракции света в атмосфере (28). Рефракция света по Кеплеру (28). Восстановление теории рефракции Ньютона по его переписке с Флемстидом (31). Экспоненциальный закон убывания плотности атмосферы с высотой (33). Своеобразие солнечных закатов; появление «слепой полосы» (34). Мерцание звезд (38). Искривление светового луча в оптически неоднородной среде (38). Миражи (41).

Беседа третья. КАК СВЕТОВОЙ ЛУЧ ПРОХОДИТ ЧЕРЕЗ ПРИЗМУ?	44
---	----

Преломление светового луча в призме; угол отклонения луча (44). Случаи симметричного и несимметричного хода луча в призме (45). Рефрактометры (47). Объяснение появления в оконном стекле двойных изображений отдаленных предметов (48). Отражательные призмы (50). Фотометр Люммера — Бродхуна (52). Отражательная призма вместо отражающего зеркала лазерного резонатора (53). Бипризма (54).

Беседа четвертая. ПОЧЕМУ ПРИЗМА РАЗЛАГАЕТ СОЛНЕЧНЫЙ СВЕТ НА РАЗЛИЧНЫЕ ЦВЕТА? 55

Дисперсия света (55). Первые опыты с призмами; представления о причинах возникновения цветов до Ньютона (55). Опыты Ньютона с призмами; ньютоновская теория возникновения цветов (57). Работы Эйлера; сопоставление цветам разных длин волн (65). Открытие аномальной дисперсии света; опыты Кундта (67). Замечания по поводу отражательной призмы (69). Дисперсионные призмы; угловая дисперсия (71). Спектральные приборы — монохроматоры и спектрометры; схема Фукса — Уодсворта (72). Гёте против Ньютона (75).

Беседа пятая. КАК ВОЗНИКАЕТ РАДУГА? 79

Радуга глазами внимательного наблюдателя (79). Развитие представлений о физике возникновения радуги — от Флетчера, Доминико и Декарта к Ньютону (82). Объяснение возникновения радуги в ньютоновских «Лекциях по оптике» (83). Ход светового луча в капле дождя (84). Наибольший угол между направлениями падающих на каплю и выходящих из нее лучей (86). Объяснение чередования цветов в основной и вторичной радугах (89). Радуга на других планетах (91). Причины возникновения гало; гало и радуга (92).

Беседа шестая. КАК ПОЛУЧАЮТ ОПТИЧЕСКИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ? 96

Получение изображения в камере-обскуре (96). Получение изображения в линзовой системе (97). Вывод формулы тонкой линзы на основе принципа Ферма (98). Сферическая и хроматическая аберрации (101). Действительные и мнимые изображения (102). Собирающие и рассеивающие линзы (104). Линза в оптически плотной среде (106). Из ранней истории развития линзовых систем (106). Изобретение зрительной трубы (107). Ход лучей в трубе Галилея; угловое увеличение (108). Астрономические наблюдения Галилея (112). «Диоптрика» Кеплера и последующие работы (113). Ахроматическая линза Доллонда (114). Зонная пластинка Френеля (115).

Беседа седьмая. КАК УСТРОЕН ГЛАЗ? 119

Две группы оптических приборов (119). Строение и оптическая схема человеческого глаза (120). Система, состоящая из лупы и глаза (121). Развитие учения о зрении от Демокрита и Галена к Альхазену и Леонардо да Винчи (123). Сопоставление глаза с камерой-обскурой в трудах Леонардо да Винчи (124). Кеплер о роли хрусталика в глазе; объяснение Юнгом механизма аккомодации (126). Дальность зрения и близорукость (127). Глаз как совершенное оптическое устройство (127). Очки (130). Использование линзовых систем для увеличения угла зрения (131). Фасеточные глаза насекомых (133).

Беседа восьмая. ПОЧЕМУ В КРИСТАЛЛАХ НАБЛЮДАЕТСЯ ДВОЙНОЕ ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА? 135

Открытие Бартолином двойного преломления света в кристалле исландского шпата (135). Кристалл как оптически анизотропная среда (136). Объяснение двойного лучепреломления в «Трактате о свете» Гюйгенса; обыкновенная и необыкновенная световые волны (137). Построения Гюйгенса; скорость световой волны и лучевая скорость (139). Опыты Гюйгенса с двумя кристаллами (на пороге открытия поляризации света) (144). Объяснение Ньютоном результатов опытов Гюйгенса (147). Исследования Малюса и Брюстера (147). Поляризация света (148). Дихроичные пластинки и поляризационные призмы (152). Поворот плоскости поляризации света в полуволновой пластинке (153).

Беседа девятая. ЧТО ТАКОЕ ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА? 156

Светящаяся водяная струя (156). Световые лучи в прямом и изогнутом цилиндрических волокнах (157). Лучи в коническом волокне (159). Влияние изгиба волокна (161). Градиентные оптические волокна (161). Тонкие волокна (162). Передача оптических изображений по волоконному жгуту (163). Волоконный выравниватель светового поля (164). Волоконный диссектор изображения в высокоскоростной фотографии (164). Сетчатка глаза как волоконнооптическое устройство (165).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 168

Управление преломляющими свойствами вещества (166). Электрооптический дефлектор (168). Космические линзы (170).

Лев Васильевич Тарасов
Альдина Николаевна Тарасова

БЕСЕДЫ О ПРЕЛОМЛЕНИИ СВЕТА

(Серия: Библиотечка «Квант»)

Редактор *Л. П. Русакова*
Технический редактор *Е. В. Морозова*
Корректор *Н. Б. Румянцева*

ИБ № 12105

Сдано в набор 08.10.81. Подписано к печати 02.06.82. Т-11116. Формат 84×108¹/₃₂.
Бумага тип. № 2. Литературная гарнитура. Высокая печать. Условн. печ.
л. 9,24. Уч.-изд. л. 9,05. Тираж 150 000 экз. Заказ № 1314. Цена 25 коп.

Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

Ленинградская типография № 2 головное предприятие ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 198052. г. Ленинград, Л-52, Измайловский проспект, 29.

БИБЛИОТЕЧКА «КВАНТ»

ВЫШЛИ ИЗ ПЕЧАТИ:

- Вып. 1. М. П. Бронштейн. Атомы и электроны.
Вып. 2. М. Фарадей. История свечи.
Вып. 3. О. Оре. Приглашение в теорию чисел.
Вып. 4. Опыты в домашней лаборатории.
Вып. 5. И. Ш. Слободецкий, Л. Г. Асламазов.
Задачи по физике.
Вып. 6. Л. П. Мочалов. Головоломки.
Вып. 7. П. С. Александров. Введение в теорию групп.
Вып. 8. Г. Штейнгауз. Математический калейдоскоп.
Вып. 9. Замечательные ученые.
Вып. 10. В. М. Глушков, В. Я. Валах. Что такое ОГАС!
Вып. 11. Г. И. Копылов. Всего лишь кинематика.
Вып. 12. Я. А. Смородинский. Температура.
Вып. 13. А. Е. Карпов, Е. Я. Гик. Шахматный калейдоскоп.
Вып. 14. С. Г. Гиндикин. Рассказы о физиках и математиках.
Вып. 15. А. А. Боровой. Как регистрируют частицы.
Вып. 16. М. И. Каганов, В. М. Цукерник. Природа магнетизма.
Вып. 17. И. Ф. Шарыгин. Задачи по геометрии (планиметрия).
Вып. 18. Л. В. Тарасов, А. Н. Тарасова. Беседы о преломлении света.