

СОВРЕМЕННЫЕ  
ПРОБЛЕМЫ  
ФИЗИКИ

Я. Л. АЛЬПЕРТ

**В**олны  
и искусственные тела  
в приземной плазме

---

# СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ

*Серия выпускается под общим руководством  
редакционной коллегии журнала  
«Успехи физических наук»*

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1974

Я. Л. АЛЬПЕРТ

ВОЛНЫ  
И ИСКУССТВЕННЫЕ  
ТЕЛА  
В ПРИЗЕМНОЙ  
ПЛАЗМЕ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1974

530.3  
А57  
УДК 533.9

ГОС. ПУБЛИЧНАЯ  
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ  
БИБЛИОТЕКА СССР

Д4  
25622

74-155205

Волны и искусственные тела в приземной плазме, А л ь п е р т Я. Л., монография, Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1974.

Книга посвящена двум новым областям физики плазмы, быстро развивающимся в последнем десятилетии. Одна из них относится к изучению эффектов, возникающих в окрестности движущихся тел, обтекаемых плазмой. Вторая — к исследованию волновых процессов в приземной плазме—ионосфере, магнитосфере—и в солнечном ветре.

В первой (вводной) главе приведены некоторые данные, теоретические результаты и формулы, которые используются часто при рассмотрении различного типа волновых явлений, происходящих в указанных средах. Вторая глава содержит основные экспериментальные и теоретические результаты исследования обтекания тела плазмой. Здесь превалирует теория над экспериментом, что определяется состоянием развития этих исследований. В третьей главе рассмотрены основные экспериментальные результаты, полученные в многочисленных и разнообразного типа опытах на ИСЗ и ракетах. Они характеризуют во всем диапазоне частот почти все типы волновых процессов, наблюдаемых в естественной плазме. Отобраны те факты, которые, по-видимому, сохранят свою ценность для будущих исследований. Из-за ограниченного объема книги здесь не рассмотрены попытки теоретического объяснения многих из наблюдаемых явлений.

Табл. 3. Рис. 90. Библ. 191 назв.

© Издательство «Наука», 1974 г.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	7
Введение . . . . .	9
<b>Г л а в а I. Свойства и параметры приземной и межпланетной плазмы. Основные уравнения . . . . .</b>	
§ 1. Общие замечания . . . . .	13
§ 2. Основные параметры приземной и межпланетной плазмы . . . . .	17
§ 3. Основные уравнения и свойства плазмы . . . . .	21
§ 4. Коэффициенты преломления и резонансы холодной плазмы ( $T = 0$ ). Классификация волн . . . . .	28
§ 5. Некоторые виды резонансов с учетом пространственной дисперсии ( $T \neq 0$ , $T_e \gg T_i$ ) . . . . .	41
1. Ленгмюровские волны (41). 2. Электронно-звуковые волны (42). 3. Ионно-звуковые волны (44). 4. Электронные и ионные гирорезонансы (48).	
§ 6. Некоторые замечания об условиях на границах движущихся в плазме тел . . . . .	49
1. «Отражение» частиц (50). 2. «Рождение» частиц (51). 3. Потенциал тела (52).	
§ 7. Групповая скорость . . . . .	55
1. ВЧ волны (56). 2. НЧ волны (57). 3. СНЧ и УНЧ волны (58). 4. Ленгмюровские и магнито-звуковые волны (59).	
<b>Г л а в а II. Обтекание тел, движущихся в плазме . . . . .</b>	
§ 8. Краткая характеристика решенных теоретических задач и некоторых экспериментов . . . . .	61
§ 9. Возмущения плазмы в окрестности быстро движущихся тел ( $V_0 \gg v_i$ ) . . . . .	64
А. Нейтральное приближение . . . . .	64
Б. Влияние внешнего постоянного магнитного поля . . . . .	72
В. Влияние электрического поля . . . . .	75
1. Ближняя зона: $r \ll \ll \rho_0 \frac{V_0}{v_i}$ для большого тела ( $\rho_0 \gg D$ ); $r \ll \ll D \frac{V_0}{v_i}$ для малого тела ( $\rho_0 \ll D$ ) (77). 2. Дальняя зона: $r \gg \rho_0 \frac{V_0}{v_i}$ (89).	

§ 10. Возмущения плазмы в окрестности квазипокоящихся тел ( $V_0 \lesssim v_i$ ) . . . . .	101
1. Малое покоящееся тело ( $\rho_0 \ll D, V_0 = 0$ ) (101). 2. Большое покоящееся тело ( $\rho_0 \gg D, V_0 = 0$ ) (106). 3. Медленно движущиеся тела ( $V_0 \sim, <$ или $> v_i$ ; $\rho_0 \ll D$ и $\rho_0 \gg D$ ) (108).	
§ 11. Рассеяние радиоволн на следе быстро движущегося тела	115
§ 12. Некоторые замечания о возбуждении волн и неустойчивости плазмы в окрестности быстро движущегося тела	128
1. Связь возмущения электронной концентрации $\delta N_e(r)$ следа тела с ионно-звуковыми волнами (129). 2. О взаимодействии падающих электромагнитных волн со следом тела (131). 3. Об излучении следа тела и его неустойчивости (133).	
<b>Глава III. Волны и колебания в приземной плазме . .</b>	<b>136</b>
§ 13. Краткая характеристика результатов различных опытов . . . . .	136
§ 14. Результаты исследований УНЧ волн. . . . .	141
1. «Гидромагнитные свисты» (141). 2. Ионно-циклотронные свисты (146). 3. УНЧ шипение и излучение типа хоров. Обрезание и усиление УНЧ волн при $n \rightarrow 0$ между гирочастотами протонов и гелия (149).	
§ 15. Результаты исследований СНЧ волн . . . . .	163
1. Излучение на кратных гирочастотах протонов. Спектры излучения, обрезаемые на гирочастоте протонов (163). 2. Ионно-звуковые волны (165). 3. Возбуждение волн на нижнегибридной частоте (170). 4. СНЧ шипение. Излучение симметричной формы (173). 5. Захват волн в ионосферу и магнитосферу (176).	
§ 16. Результаты исследований НЧ волн . . . . .	184
1. Свистящие атмосферники (электронные свисты) (185). 2. НЧ хоры, шипение и другого типа излучения, генерируемые около геомагнитного экватора (188).	
§ 17. Результаты исследований ВЧ волн ( $\omega > \omega_H$ ) . . . .	194
1. Резонансы, наблюдаемые во внешней ионосфере (194). 2. Волны в ближней магнитосфере и в солнечном ветре (197).	
§ 18. Плотности энергии различного типа волн . . . . .	205
Цитированная литература . . . . .	208

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий очерк был написан для *Handbuch der Physik*. Имея в виду сжатость изложения — выполнение требования, которому должна удовлетворять статья для энциклопедии — я должен был отобрать основные и наиболее интересные результаты, полученные в новых областях физики плазмы, быстро развившихся в последнем десятилетии. С одной стороны, важно осветить результаты, имеющие достаточно завершённый, непреходящий характер, которые сохраняют свое значение и будут использованы в будущих исследованиях. С другой стороны, естественно, необходимо стремиться представить современные, можно сказать, последние достижения. Именно этими соображениями была продиктована целесообразность опубликования этого обзора в виде отдельной книги в серии «Проблемы современной физики».

В первой главе приведены некоторые данные, теоретические результаты и формулы, которые используются при рассмотрении различного типа волновых явлений, происходящих в ионосфере, магнитосфере, солнечном ветре. Вторая глава содержит основные экспериментальные и теоретические результаты, полученные при изучении обтекания тела плазмой. Здесь превалирует теория над экспериментом, что определяется состоянием развития этих исследований. По-видимому, можно быть уверенным, что результаты, приводимые в этой главе, сохраняют свое значение в будущем. При написании третьей главы возникла наиболее трудная задача. Литература непрерывно пополняется результатами исследований волновых процессов, начиная от ближней к Земле части плазмы — областей ионосферы высотой в 200—300 км и выше — до расстояний от Земли в миллион километров, в солнечном ветре. Хороших эксперименталь-

ных работ с новыми интересными результатами много. Делается множество попыток теоретического их объяснения. Однако большинство теоретических работ последнего времени не содержит прямого количественного, а часто и убедительного косвенного объяснения экспериментальных фактов. Обусловлено это в ряде случаев отсутствием необходимой совокупности исходных экспериментальных данных, сложностью решаемых задач, требующих часто исследования нелинейных уравнений, точнее говоря, нахождения адекватных нелинейных механизмов происходящих процессов. Поэтому большая часть теоретических работ носит методический, иногда спекулятивный характер. В них не решаются задачи «в лоб», как это требуется для количественного, однозначного объяснения экспериментальных данных. Вместе с тем, большинство известных экспериментальных данных при ближайшем рассмотрении укладывается в рамки хорошо изученных в линейной теории плазмы явлений, частично описанных кратко в первой главе. Ввиду ограниченного объема этого очерка и указанного состояния теории, представлялось целесообразным рассмотреть в третьей главе только основные результаты разнообразного типа экспериментов. Они характеризуют во всем диапазоне частот почти все типы волновых процессов, наблюдаемых в естественной плазме. Отобраны те факты, которые, нам кажется, сохраняют свою ценность как основополагающие данные этой области физики плазмы.

Я надеюсь, что эта книга будет интересной для широкого круга читателей и, в частности, для специалистов, работающих в указанных областях.

Пользуюсь случаем поблагодарить А. В. Гуревича, внимательно прочитавшего рукопись книги, за ряд замечаний и Л. П. Питаевского за обсуждение отдельных вопросов. Я также благодарен Н. И. Будько, А. П. Дубовому, А. М. Москаленко за некоторые замечания и Л. И. Будько и В. Л. Морозовой за помощь в оформлении рукописи.



## ВВЕДЕНИЕ

В современной физике плазмы после запуска искусственных спутников Земли и космических ракет сформировались и развиваются в нарастающем темпе два новых направления. Одно из них связано с изучением эффектов взаимодействия тел с приземной и межпланетной плазмой, которую тела пересекают при своем движении. Другое — с изучением колебаний и волн, возникающих в плазме, в частности, в результате ее взаимодействия с набегающими потоками частиц.

Запуск искусственных тел в околоземное и космическое пространство в некотором смысле создал ситуацию, аналогичную той, которая имела место в механике сплошных сред после изобретения самолетов. Подобно тому, как развитие авиации потребовало изучения *аэродинамики обтекания* тел сжимаемым газом, искусственные спутники в околоземном и космическом пространстве привели к изучению *кинетики обтекания* тел плазмой. Эффекты, возникающие вокруг движущихся в плазме тел, не являются определяющими для их движения, как, например, при движении самолета, так как силы трения искусственных спутников и космических ракет с плазмой невелики. Однако эти явления, во-первых, представляют значительный самостоятельный интерес, так как отличаются рядом особенностей, имеющих общее значение для физики плазмы; во-вторых, их изучение важно для правильной постановки и интерпретации многих экспериментов, которые ставятся на космических объектах при использовании их как лаборатории для изучения свойств окружающей среды.

С другой стороны, возможность постановки прямых измерений, можно сказать лабораторного типа, в приземной и межпланетной плазме привела к непосредственному

изучению происходящих в ней волновых процессов. В лабораторных условиях создание плазмы со столь широким диапазоном физических параметров, как это имеет место в естественной плазме, практически невозможно осуществить, что ограничивает их изучение. Кроме того анализ результатов опытов на космических телах является одним из наиболее точных методов диагностики плазмы. Он позволяет определять основные величины, характеризующие ее состояние в тех случаях, когда удается идентифицировать результаты измерений с теоретическими данными. Например, определять тип наблюдаемых волн, характер их возбуждения и т. п. При этом, если волновые процессы изучаются с помощью приборов, устанавливаемых на самих движущихся телах (спутниках, ракетах), наблюдаемые волны и колебания плазмы в их окрестности могут быть связаны с эффектами, возникающими в результате взаимодействия самого тела с плазмой, с влиянием образуемого вокруг него неоднородного ионизованного облака и электрического поля. Колебания плазмы могут также возникать под воздействием испускаемых самим телом потоков частиц (например, электронов) или излучаемых им электромагнитных волн (радиоволн).

Таким образом, оба указанных выше направления современной физики плазмы во многих отношениях связаны между собой. Их также объединяет единство теоретических методов, применяемых при решении различных задач. В большинстве случаев для этого главным образом используется кинетическая теория газов.

В вопросах, о которых идет речь в этой книге, мы сталкиваемся в основном с сильно разреженной намагниченной плазмой. Длины пробега частиц здесь намного больше характерных размеров тела и очень часто много больше длин волн наблюдаемых колебаний. Соответствующие уравнения пишутся в фазовом пространстве частиц. Решаемые задачи существенно сложнее задач гидродинамики и отличаются от них. Основная их особенность состоит в необходимости учета влияния электрического и магнитного поля. В теории появляются три новых параметра, имеющих размерность длины: дебаевский радиус  $D$  и ларморовские радиусы ионов и электронов  $\rho_{Ni}$  и  $\rho_{Ne}$ . Характер обтекания тела плазмой, а также спектры и типы ожидаемых в ней

волн и колебаний становятся еще многообразнее вследствие неизотермичности плазмы ( $T_e \neq T_i$ ), что имеет место в ряде ее областей. Многообразие ожидаемых волновых процессов также способствуют неоднородные образования и ионизованные облака различных масштабов, всегда наблюдаемые в приземной плазме, которые в свою очередь часто по-видимому, и возникают вследствие возбуждаемых в ней волн.

Теоретические задачи, исследующие обтекание тел, неустойчивость плазмы и типы возбуждаемых в ней волн, становятся часто *существенно нелинейными*. Эта стадия развития указанных направлений физики приземной и межпланетной плазмы и определяет *современное состояние теории*. Большинство эффектов, описываемых линейной теорией, уже достаточно хорошо изучено как теоретически, так и во многих отношениях экспериментально. Это, несомненно, является крупным успехом этой новой области экспериментальной физики, достигнутым за довольно короткий период последнего десятилетия. Однако дальнейшее развитие теории требует решения нелинейных задач. Здесь каждый шаг вперед стоит больших усилий. Современные электронно-вычислительные машины позволяют решать лишь некоторые задачи соответствующего типа, до сих пор еще мало результатов исследования нелинейных задач. Часто это связано с тем, что из-за множества факторов, влияющих на изучаемые явления, трудно выбрать главный из них, определяющий тот или иной из наблюдаемых экспериментально эффектов. В итоге уже накопился ряд экспериментальных данных, не имеющих еще ясного и определенного теоретического объяснения. Это не противоречит тому, что общее состояние указанных областей физики в ряде отношений имеет завершенный характер. При их рассмотрении создается, образно говоря, стройная картина, некоторые полученные в экспериментах и в теории результаты носят эlegantный характер и иллюстрируют богатство физики плазмы и возможности, которые она дает для изучения природы и диагностики окружающей Землю плазмы. Цель настоящей книги описать основные результаты, полученные в указанных областях. Нам казалось целесообразным объединить эти результаты, так как часто существует внутренняя связь, хотя она еще мало выявлена, между

явлениями, сопутствующими обтеканию тела плазмой, и наблюдаемыми в ней волновыми процессами. В книге приводятся общие уравнения, описывающие рассматриваемый круг вопросов, в ряде случаев дана общая постановка соответствующих задач. Даны основные формулы, позволяющие рассчитывать те или иные эффекты в плазме, дана классификация различного типа явлений. Экспериментальные результаты по возможности сопоставляются с теоретическими. С этой целью в гл. II приведены некоторые результаты лабораторных опытов, так как соответствующие измерения в приземной плазме весьма еще немногочисленны. Поскольку одной из задач книги является краткость и сжатость изложения, автор опускает ряд интересных (в частности, теоретических) результатов и в некоторых случаях лишь схематично излагает рассматриваемые данные. Однако цитируемая литература позволит читателю ознакомиться более подробно с интересующими его вопросами.

Г Л А В А I

**СВОЙСТВА И ПАРАМЕТРЫ ПРИЗЕМНОЙ  
И МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМЫ.  
ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ**

**§ 1. Общие замечания**

Явления, которые рассматриваются в этой монографии, наблюдались, начиная с высот в 200—300 км — области максимальной ионизации приземной ионосферы — и кончая расстояниями от Земли в десятки тысяч километров. Используются также данные наблюдений в межпланетной среде и в солнечном ветре на расстояниях от Земли  $\sim 10^6$  км. На нижней границе этой области плазмы обычно расположены перигеи искусственных спутников Земли. Здесь, примерно до высот в 1000—2000 км и несколько выше, наиболее часто проходят их орбиты и проводится множество измерений. Более редко опыты на спутниках ставятся на бóльших высотах и в переходной области приземной плазмы, т. е. начиная с высот в 15—20 тысяч километров, где лежит верхняя граница внешней ионосферы (эту область часто называют плазмопаузой), до расстояний в  $10 \div 15$  радиусов  $R_0$  от Земли, где собственно начинается межпланетная среда. Еще реже ведутся непосредственные наблюдения в межпланетной среде на больших удалениях от Земли, а именно, в частности, лишь в тех случаях, когда ее пересекают космические ракеты, запускаемые к планетам Солнечной системы. Таким образом, информация о свойствах естественной плазмы, получаемая из прямых измерений на движущихся в ней телах, весьма неравномерна для различных ее областей. Поэтому в современных представлениях о явлениях, которые нас здесь интересуют, большую роль

играют результаты изучения регистрируемых на земной поверхности волн, возбуждаемых в приземной плазме, а при изучении обтекания тел плазмой — результаты ряда лабораторных исследований.

Свойства рассматриваемой плазмы изменяются в очень широких пределах. Это, естественно, приводит к тому, что в ряде случаев существенно изменяется также тип происходящих в различных ее частях физических явлений, или, наоборот, одни и те же явления наблюдаются как на нижней границе плазмы, так и в магнитосфере (например, при возбуждении в них одинакового типа волн, однако на сильно отличающихся частотах). По этой причине важно при рассмотрении совокупности интересующих нас явлений, во-первых, разграничить плазму на зоны, в пределах которых следует ожидать одинаковые физические процессы. Для разных явлений границы этих зон, естественно, не совпадают. Во-вторых, весь весьма широкий диапазон частот изучаемых колебательных явлений также целесообразно разбить на характерные участки, однако не по количественному принципу, что до сих пор часто делается в литературе, а на основе определенного физического подхода к волновым процессам. В этой главе более четко определяется подход, который по физическому смыслу можно положить в основу такой классификации, в основу такого разбиения плазмы на зоны. Здесь же поясним этот вопрос на нескольких примерах.

При обтекании тела плазмой радикально изменяются эффекты, возникающие в его окрестности, в зависимости от скорости его движения  $V_0$  или скорости  $V$  пабегающих на него внешних потоков частиц. Максимальные скорости тел, запускаемых в плазму, изменяются, как известно, в пределах 8—11 км/сек. Вблизи Земли  $V_0 \sim 10^6$  км/сек, а на больших от нее удалениях скорость  $V_0 \sim (2 \div 5) \times 10^5$  см/сек. В рассматриваемых областях плазмы средняя тепловая скорость электронов  $v_e = \sqrt{2kT/m} \approx 2 \cdot (10^7 \div 10^8)$  см/сек (см. ниже табл. I.1 и I.2), т. е.  $v_e \gg V_0$ . Поэтому по отношению к электронам тело можно всегда считать квазипокоящимся. Однако по отношению к средней тепловой скорости ионов  $v_i = \sqrt{2kT/M}$ , которая изменяется в пределах  $\sim 10^5 \div 5 \cdot 10^6$  см/сек, увеличиваясь с увеличением расстояния от Земли, искусственные спут-

ники движутся первоначально со сверхзвуковой скоростью ( $V_0 \gg v_i$ ) в некоторой промежуточной зоне  $V_0 \sim v_i$ , а затем имеются области, где тело можно считать квазипокоящимся ( $V_0 <$  или  $\ll v_i$ ). Таким образом, в различных зонах характер возмущения плазмы около тела изменяется сильнейшим образом. Отметим, что неучет простого обстоятельства, что на далеких расстояниях от Земли  $V_0 \gg v_i$ , привел к тому, что в некоторых ранних опытах с помощью космических ракет ошибочно определялись значения концентрации частиц. Мы видим, что при изучении вопросов обтекания тел плазмой разумно рассматривать три области:

зону I — *зону сверхзвукового движения тела* ( $V_0 \gg v_i$ ); она простирается до высот  $z \sim 1000-2000$  км,

зону II — *переходную зону* ( $V_0 \sim v_i$ ), которая охватывает внешние области ионосферы:  $2000 \text{ км} < z \leq 3 \div 5 R_0$  ( $R_0$  — радиус Земли), и

зону III — *зону квазипокоящегося тела* ( $V_0 \ll v_i$ ); она охватывает главным образом межпланетную среду  $R > 10-15 R_0$  и солнечный ветер.

Укажем, что относительно падающих на Землю корпускулярных потоков — солнечного ветра, — скорость которых  $V \sim 300-500$  км/сек, движение искусственных тел, как и планет, всегда можно рассматривать как сверхзвуковое.

Однако характер возмущения плазмы в окрестности движущихся тел определяется не только величиной  $V_0/v_i$ . Существенным является также линейный размер тела  $\rho_0$ , отношение  $\rho_0$  к дебаевскому радиусу  $D = \sqrt{\kappa T / 4\pi N e^2}$  и ларморовским радиусам ионов  $\rho_{Hi} = v_i / \Omega_H$  и электронов  $\rho_{He} = v_e / \omega_H$  ( $\Omega_H = eH_0 / Mc$  и  $\omega_H = eH_0 / mc$  — гирочастоты соответственно ионов и электронов,  $H_0$  — внешнее магнитное поле Земли). *Большим телом* следует определить случай  $\rho_0 \gg D$ . Уравнения, которые решаются при этом, наиболее сложны, они требуют учета граничных условий на поверхности тела — свойств его поверхности (см. § 6). Явления вокруг большого тела в ряде отношений отличаются от эффектов в окрестности *малого тела* или тела «точечного размера», когда  $\rho_0 \ll D$ . В последнем случае задачу можно свести к рассмотрению движения точечного заряда. В указанной выше зоне I искусственные тела в основном большие, в зоне II первоначально

$\rho_0 \sim D$ . Однако постепенно  $\rho_0$  становится меньше  $D$  и в зоне III тела малые —  $\rho_0 \ll D$ .

Отношения  $\rho_0/\rho_{Hi}$  и  $\rho_0/\rho_{He}$ , в зависимости от которых (в особенности от первого) изменяется характер решаемых теоретических задач (степень их трудности) и наблюдаемых в окрестности тела явлений, естественно, также значительно изменяются в различных зонах плазмы. Во всех зонах в большинстве случаев  $\rho_0 \ll \rho_{Hi}$ . В зонах же I, II и III, соответственно,  $\rho_0 \gg \rho_{He}$ ,  $\rho_0 \lesssim \rho_{He}$  и  $\rho_0 \ll \rho_{He}$ . Из этого рассмотрения видно, насколько разнообразны предельные задачи, которые приходится решать в различных зонах плазмы. Наиболее трудными из них являются случаи, когда характерные параметры соизмеримы, т. е.  $V_0 \sim v_i$ ,  $\rho_0 \sim D$  и  $\rho_0 \sim \rho_{Hi}$ .

В отношении волновых процессов и резонансов, происходящих в приземной и межпланетной плазме, разделение ее на зоны в ряде отношений требует другого подхода как при рассмотрении типа возможных явлений, так и диапазонов частот ожидаемых колебаний.

Условия возбуждения волн в плазме, характер ее неустойчивости и спектры ее колебания, как известно, существенно изменяются в зависимости от того, сильно или слабо она замагничена, т. е. в зависимости от отношения плотности энергии  $H_0^2/8\pi$  внешнего магнитного поля  $H_0$  к плотности газокINETической энергии заряженных частиц  $N\kappa(T_e + T_i)$  ( $\kappa$  — постоянная Больцмана). Эти условия сводятся к виду

$$\left(\frac{V_A}{v_s}\right)^2 \gg 1, \quad \left(\frac{V_A}{v_s}\right)^2 \sim 1, \quad \left(\frac{V_A}{v_s}\right)^2 \ll 1. \quad (I.1)$$

Для длин возбуждаемых в плазме волн эти условия имеют вид

$$\Lambda^2 = \left(\frac{v_\Phi}{\omega}\right)^2 \gg, \quad \sim, \quad \ll (\rho_{He})^2, \quad (\rho_{Hi})^2. \quad (I.2)$$

В формулах (I.1) и (I.2)

$$V_A = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi NM}} = c \frac{\Omega_H}{\Omega_0} \quad (I.3)$$



— альвеновская скорость,

$$v_s = \sqrt{\frac{\chi \Gamma_e}{M}} \quad (I.4)$$

— неизотермическая скорость звука,  $v_\phi$  и  $\Lambda$  — фазовая скорость и длина волны наблюдаемых колебаний плазмы, а  $\Omega_H = eH_0/Mc$  и  $\Omega_0 = \sqrt{4\pi Ne^2/M}$  — гирочастота и ленгмюровская частоты ионов. Легко видеть из приведенных в § 2 таблиц, что всюду в интересующих нас областях плазма сильно замагничена:  $V_A \gg v_s$ ,  $\Lambda \gg \rho_{He}$ ,  $\rho_{Hi}$ . Поэтому ряд волновых явлений в приземной плазме имеет универсальный характер. Они отличаются лишь тем, что происходят на частотах, изменяющихся на несколько порядков, что обусловлено не отличием характера физических условий в плазме, а изменением значений ее параметров. Так, например, в различных опытах наблюдается возбуждение ионных циклотронных волн на низких высотах, при  $z \sim 300 \div 400$  км, где  $\Omega_H/2\pi \sim 500 \div 600$  гц, а также на расстояниях от Земли в 25—30 тысяч километров, где  $\Omega_H/2\pi < 1$  гц. Или, например, зарегистрировано возбуждение ленгмюровских колебаний электронов на высоте  $z \sim 1000$  км, где  $\omega_0/2\pi = \sqrt{Ne^2/\pi m} \lesssim (2 \div 3) \cdot 10^6$  гц, и на расстоянии от Земли  $10^6$  км в солнечном ветре, где  $\omega_0/2\pi \sim (1 \div 2) \cdot 10^4$  гц. Еще в больших пределах, а именно в  $10^4$  раз, изменяется при пересечении приземной плазмы частота нижнего гибридного резонанса. Таким образом, при рассмотрении зависимости волновых процессов от частоты правильным является разделение их по типу физических явлений, которыми они вызваны, т. е. использование в качестве соответствующих критериев характерных частот различных процессов. Такая классификация и дана ниже в следующих разделах.

## § 2. Основные параметры приземной и межпланетной плазмы

Общей особенностью всех величин, характеризующих рассматриваемые области плазмы, является их большая изменчивость в зависимости от времени и координат в какой-либо фиксированной области высот. Исключение составляет магнитное поле Земли, относительные вариации

которого малы вплоть до расстояний от Земли в несколько десятков тысяч километров, и все величины, связанные только с ним. Так, например, электронная концентрация  $N$  на высоте  $z = 300-400$  км может изменяться от дня к ночи с изменением широты и долготы в 10 и большее число раз. Примерно в  $5 \div 6$  раз изменяется температура  $T_e$  электронов. На этих же высотах величина  $\Delta N_0/N_0$  лишь порядка  $10^{-3} \div 10^{-4}$ . В межпланетной среде относительные изменения магнитного поля, естественно, сильно возрастают, концентрация же заряженных частиц на больших удалениях от Земли (в межпланетной среде), по-видимому, более стабильна. Правда, большие изменения концентрации частиц и магнитного поля наблюдаются в солнечном ветре. Весьма неустойчива величина  $N$  в переходной области приземной плазмы, в плазмопаузе, особенно на расстояниях от поверхности Земли  $z \sim \sim 15 \div 20$  тысяч километров, где от случая к случаю  $N$  может изменяться в 100 и большее число раз. Имеются некоторые данные, еще недостаточно, правда, проверенные, что такая ситуация имеет место вплоть до значений  $z \sim 50 \div 60$  тысяч километров.

По указанным причинам достаточно точный анализ различных явлений, которые рассматриваются ниже, преследующий цель установления более близкого соответствия между экспериментом и теорией, возможен, только если в одном и том же опыте ведется одновременно достаточно широкий комплекс разнообразных измерений, включающий определение основных параметров плазмы. Современные эксперименты на искусственных спутниках Земли или ракетах в принципе дают возможность осуществлять соответствующие программы исследований. В ряде случаев такие опыты проводились, и некоторые полученные в них данные рассмотрены ниже. Вместе с тем, подобного типа комплексные опыты являются еще редким событием, и во многих случаях различные оценки и расчеты выполняются путем использования осредненных параметров плазмы, полученных в различных условиях. В приведенных здесь табл. I.1 и I.2 для высот, относящихся к наиболее характерным зонам приземной и межпланетной плазмы (см. § 1), соответствующие значения параметров плазмы ближе к максимальным их значениям, наблюдаемым в различных условиях [14, 15].

Основные параметры приземной и межпланетной плазмы

Различные зоны	$z$ , км	$N$ , см <sup>-3</sup>	$H_0$ , в	$T_e$ , °K	$v_{ei}$ , сек <sup>-1</sup>	$N \times T$ , эрг/см <sup>3</sup>	$H_0^2/8\pi$ , эрг/см <sup>3</sup>	$v_e$ , см/сек	$v_i$ , см/сек	$\omega_{H/2\pi}$ , сек <sup>-1</sup>	$\Omega_{H/2\pi}$ , сек <sup>-1</sup>
<i>Зона I</i>											
$V_0 \gg v_i$ $\frac{H_0^2}{8\pi} \gg N \times T$	300	$10^6$	$4,5 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^7$	$10^8$	$1,2 \cdot 10^6$	$\sim 40$
	500	$2 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^8$	$10^6$	$\sim 40$
	2000	$4 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^3$	$\sim 10$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^5$	330
<i>Зона II</i>											
$V_0 \sim v_i$ $\frac{H_0^2}{8\pi} \gg N \times T$	$\sim R_0$	$5 \cdot 10^3$	$10^{-1}$	$6 \cdot 10^3$	$\ll 1$	$4 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^7$	$10^9$	$3 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^2$
	$3,5 R_0$	$5 \div 100$	$10^{-2}$	$6 \cdot 10^4$	$\ll 1$	$10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10$
<i>Зона III</i>											
$V_0 \ll v_i$ $\frac{H_0^2}{8\pi} \gg N \times T$	$(10 \div 15) R_0$	$5 \div 10$	$5 \cdot 10^{-4}$	$10^5$	$\ll 1$	$10^{-10}$	$10^{-8}$	$1,8 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^3$	1
	Межпланетная среда	$1 \div 5$	$5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^5$	$\ll 1$	$8 \cdot 10^{-11}$	$10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^2$	0,1
	Солнечный ветер	$5 \div 70$	$(8 \div 20) 10^{-5}$	$(1 \div 2) 10^5$	—	—	—	—	—	$(1,4 \div 6) 10^2$	$(0,7 \div 3) 10^{-1}$

## Основные параметры приземной и межпланетной плазмы

Различные зоны	$z, \text{ км}$	$\rho_{He} = \frac{2\pi v_e}{\omega_H},$ см	$\rho_{Hi} = \frac{2\pi v_i}{\omega_H},$ см	$\frac{\omega_0}{2\pi},$ сек <sup>-1</sup>	$\frac{\Omega_0}{2\pi},$ сек <sup>-1</sup>	$\frac{\omega_L}{2\pi},$ сек <sup>-1</sup>	$2\pi D = \frac{2\pi v_e}{\sqrt{2\omega_0}},$ см	$n_A = \frac{\Omega_0}{\Omega_H}$	$V_A = \frac{c}{n_A},$ см/сек
<i>Зона I</i>									
$\rho_0 \gg D$	300	$1,5 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^3$	1	$1,2 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^7$
$\rho_0 \ll \rho_{Hi}$	500	$2,5 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^3$	4	$5 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^7$
$\rho_0 \gg \rho_{He}$	2000	$5 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^4$	10	$1,5 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^8$
<i>Зона II</i>									
$\rho_0 \ll D, \rho_0 \sim D$	$\sim R_0$	$2 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^4$	$10^2$	$3 \cdot 10^8$
$\rho_0 \ll \rho_{Hi}$									
$\rho_0 \ll \rho_{He}, \rho_0 \sim \rho_{He}$	$3,5 R_0$	$4 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^4$	$10^3$	$7 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^7$
<i>Зона III</i>									
$\rho_0 \ll D$	$(10 \div 15) R_0$	$10^6$	$4 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10$	$4 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^2$	$1,5 \cdot 10^8$
$\rho_0 \ll \rho_{Hi}$	Межпланетная среда	$2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^4$	$10^2$	4	$10^4$	$10^3$	$3 \cdot 10^7$
$\rho_0 \ll \rho_{He}$	Солнечный ветер	—	—	$(2 \div 7) 10^4$	$(4, 7 \div 14) 10^2$	—	—	—	—

## § 3. Основные уравнения и свойства плазмы

Обычно для описания процессов в намагниченной плазме используется в линейном приближении дисперсионное уравнение

$$A\tilde{n}^4 + B\tilde{n}^2 + C = 0, \quad (I.5)$$

где

$$\tilde{n} = n + ik = c/v_{\phi} + ik \quad (I.6)$$

— комплексный коэффициент преломления плазмы,  $n$  — действительная его часть, определяющая фазовую скорость  $v_{\phi}$  распространяющихся волн, и  $k$  — пространственный коэффициент их затухания. Для определения коэффициентов этого уравнения требуется соответствующий анализ кинетического уравнения, что, в частности, видно из дальнейшего краткого изложения этих вопросов (см., например, Силин, Рухадзе [1]; Stix [2]; Ахиезер и др. [3]; Гинзбург [4]; Гинзбург, Рухадзе [4a]).

При рассмотрении происходящих в плазме процессов во времени удобно пользоваться комплексной частотой

$$\tilde{\omega} = \omega + i\gamma. \quad (I.7)$$

При этом в зависимости от того, имеет ли  $\gamma$  положительное или отрицательное значение, происходит затухание или нарастание колебаний. При выбранном нами описании гармонических волн в виде  $e^{i\tilde{\omega}t}$  величину  $\gamma$  называют декрементом затухания, если  $\gamma > 0$  и инкрементом нарастания колебаний, если  $\gamma < 0$ . Пространственный коэффициент затухания волн связан с временным декрементом затухания  $\gamma$  простым соотношением

$$\gamma = \frac{\omega}{c} \frac{d\omega}{dk} k, \quad (I.8)$$

где  $k = n\omega/c$  — действительная часть волнового числа.

Коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $C$ , входящие в дисперсионное уравнение (I.5), в общем случае зависят от составляющих тензора диэлектрической проницаемости плазмы

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \quad (I.9)$$

следующим образом:

$$\begin{aligned}
 A &= \varepsilon_{11} \sin^2 \theta + 2\varepsilon_{13} \sin \theta \cos \theta + \varepsilon_{33} \cos^2 \theta, \\
 B &= - [\varepsilon_{11}\varepsilon_{33} + (\varepsilon_{22}\varepsilon_{33} + \varepsilon_{23}^2) \cos^2 \theta - \varepsilon_{13}^2 + \\
 &+ (\varepsilon_{11}\varepsilon_{22} + \varepsilon_{12}^2) \sin^2 \theta - 2(\varepsilon_{12}\varepsilon_{23} - \varepsilon_{13}\varepsilon_{22}) \cos \theta \sin \theta], \\
 C &= \varepsilon_{33} (\varepsilon_{11}\varepsilon_{22} + \varepsilon_{12}^2) + \varepsilon_{11}\varepsilon_{23}^2 + 2\varepsilon_{12}\varepsilon_{13}\varepsilon_{23} - \varepsilon_{22}\varepsilon_{13}^2,
 \end{aligned} \tag{I.10}$$

$\theta$  — угол между волновым вектором  $\mathbf{k}$  и вектором внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ . Величины же  $\varepsilon_{ij}$  определяются из самосогласованного решения линейризованных кинетических уравнений с уравнениями Максвелла для заданных условий задачи. Для плазмы, состоящей из двух сортов частиц (электронов « $e$ » и одного сорта ионов « $i$ »), соответствующая система уравнений в нестационарном случае имеет вид

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e\mathbf{E}}{M} \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} + \frac{e}{Mc} [\mathbf{v}_{\perp}, \mathbf{H}_0] \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} &= 0, \\
 \frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e\mathbf{E}}{m} \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}} + \frac{e}{mc} [\mathbf{v}_{\perp}, \mathbf{H}_0] \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}} &= 0.
 \end{aligned} \tag{I.11}$$

При рассмотрении обтекания плазмой движущихся в ней тел система (I.11) решается совместно с уравнением Пуассона

$$\Delta \varphi = - 4\pi e \left[ \int f_i d^3v - \int f_e d^3v \right], \quad \mathbf{E} = - \text{grad } \varphi; \tag{I.12}$$

при этом в выражении для силы Лоренца в (I.11)  $\mathbf{v}_{\perp} = \mathbf{v} + \mathbf{V}_0$ , а  $\mathbf{V}_0$  — скорость тела. Если  $\mathbf{V}_0 = 0$ , естественно,  $\mathbf{v}_{\perp} = \mathbf{v}$ .

В уравнениях (I.11) и (I.12)  $t$  — время,  $\mathbf{r}$  — вектор, определяющий положение частицы,  $\mathbf{v}$  — вектор ее скорости,  $\varphi$  и  $\mathbf{E}$  — потенциал и напряженность электрического поля,  $f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  и  $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  — функции распределения электронов и ионов, которые в общем случае зависят от пространственных координат, скорости и времени. Предполагается, что плазма может также иметь упорядоченную скорость  $\mathbf{V}$  относительно точки наблюдения. Когда рассматривается задача о движении тела в покоящейся плазме,  $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0$ , т. е. равна скорости тела.

Если же упорядоченная скорость  $V$  относится к набегающему на плазму потоку частиц, то в соответствующих уравнениях добавляются составляющие, описывающие функции распределения потоков частиц, которые и являются внешними источниками, воздействующими на плазму.

В зависимости от различных условий задачи получают различного вида элементы тензора  $\varepsilon$ , которые в свою очередь определяют характер наблюдаемых в плазме явлений, в частности, спектров ее колебаний. Естественно, что конкретные задачи требуют формулировки определенного типа условий состояния плазмы, например, температуры ее частиц, граничных условий (на поверхности движущихся тел), характера источников (внешние электрические поля, падающие волны, набегающие потоки). Кроме того, необходимо записать, как, например, в задачах по обтеканию тела (Альперт, Гуревич, Пятаевский [5]), в правой части (I.11) интегралы столкновений  $Y_e$  и  $Y_i$ , учитывающие влияние столкновений между частицами на функции распределения. В ряде случаев, правда, можно пренебречь влиянием интеграла столкновений. Однако, например, при рассмотрении рассеяния радиоволн на следе тела учет столкновений является уже принципиальным, так как ограничивает расходимость получаемых формул (см. [5]). Характером этих условий и определяется тип возникающих явлений. Соответствующие конкретные случаи, исследованные экспериментально и теоретически, излагаются в последующих разделах, что, собственно, и является предметом и целью этой книги. Здесь же, однако, продолжим рассмотрение общих свойств плазмы и ее параметров.

В невозмущенных областях плазмы функции распределения  $f_e$  и  $f_i$  — максвелловские и зависят только от скоростей частиц  $v$ , и, например, на достаточно далеких расстояниях от движущегося тела, где очень слабо возмущается плазма:

$$f_{i0} = N_{i0} \left( \frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{M(v + V_0)^2}{2kT} \right), \quad (I.13)$$

$$f_{e0} = N_{e0} \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{m(v + V_0)^2}{2kT} \right),$$

а  $N_{e0}$  и  $N_{i0}$  — невозмущенные концентрации электронов и ионов. В возмущенных областях соответствующие значения концентрации частиц определяются интегралами:

$$\begin{aligned} N_i(\mathbf{r}, t) &= \int f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v, \\ N_e(\mathbf{r}, t) &= \int f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v. \end{aligned} \quad (\text{I.14})$$

Отметим, что при рассмотрении задач по обтеканию тела, если они решаются в системе координат, связанной с движущимся телом, исчезает зависимость всех величин от времени ( $\partial f/\partial t = 0$ ), и задача становится стационарной. Естественно, что при отсутствии влияния упорядоченного движения в (I.13)  $V_0 = 0$ . При рассмотрении набегающих на плазму потоков частиц (пучков электронов или ионов), имеющих, например, максвелловские распределения, необходимо заменить  $N_{i0}$  или  $N_{e0}$  в (I.13) для пучка на концентрации частиц пучков, а  $V_0$  — на скорость  $V$  пучка. Отметим здесь, что максвелловская функция распределения скоростей отличается той особенностью, что если  $V_0 = 0$ ,  $\partial f_0/\partial v = 0$  при  $v = 0$  и  $\partial f_0/\partial v < 0$  при  $v \neq 0$  во всей области скоростей ( $v > 0$ ). Это обстоятельство приводит к тому, что в равновесной плазме всегда  $\gamma > 0$  (см. (I.7)), т. е. колебания плазмы затухают — не могут происходить процессы нарастания колебаний, возбуждения волн. Показано (Ландау [6]), что в общем случае для произвольной функции распределения

$$\gamma \sim - \partial f/\partial v. \quad (\text{I.15})$$

Поэтому, если  $\partial f/\partial v < 0$ ,  $\gamma > 0$ . Однако возможны такие функции распределения, когда в некоторой области скоростей  $\partial f/\partial v > 0$ , например, в случае наличия падающего на плазму пучка частиц, упорядоченная скорость которых превышает в каком-то интервале скоростей равновесные тепловые скорости плазмы. В этой области скоростей общая функция распределения будет иметь нарастающую ветвь с производной  $\partial f/\partial v > 0$ , где  $\gamma < 0$ . Это приводит к возможности нарастания колебания плазмы, к возбуждению в ней волн. В этом, собственно, и состоит *пучковая неустойчивость* плазмы, возможность нарастания в ней резонансных колебаний.



Укажем здесь на одно важное обстоятельство, упрощающее существенно решение некоторого типа задач в приземной и межпланетной плазме, например задачи по обтеканию движущихся в ней искусственных тел, скорости которых  $V_0 \ll v_e$ . Последнее условие позволяет принять, что электроны распределены по Максвеллу — Больцману, т. е.

$$f_e(\mathbf{v}) = N_{e0} \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left[ \frac{e\varphi}{kT} - \frac{m(\mathbf{v} + \mathbf{V}_0)^2}{2kT} \right]. \quad (I.16)$$

Поэтому второе уравнение в системе (I.11) исчезает, а уравнение Пуассона (I.12) упрощается и переписывается в виде

$$\Delta\varphi = -4\pi e \left( \int f_i d^3v - N_{e0} \exp \frac{e\varphi}{kT} \right). \quad (I.17)$$

Естественно, что как и в системе уравнений (I.11) и (I.12), в (I.17) потенциал  $\varphi = \varphi(\mathbf{r}, t)$ , т. е. зависит от  $\mathbf{r}$  и  $t$ , если рассматривается нестационарная задача, и  $\varphi = \varphi(\mathbf{r})$ , если решается стационарная задача, т. е. принимается в (I.11), что  $\partial f / \partial t = 0$ .

Свойства плазмы, когда они описываются на основе кинетической теории, что диктуется, например, здесь тем, что интересующие нас физические явления зависят как от неупорядоченных, так и упорядоченных скоростей частиц различного сорта, характеризуются, как известно, частотной и пространственной дисперсией. *Частотная дисперсия* проявляется в том, что различные физические величины описываемых явлений зависят от частоты  $\omega$  ( $\omega = 2\pi f$  — угловая частота). Это означает, что состояние плазмы в данный момент времени зависит от протекания процессов в предшествующее время. В этом проявляется *временная инерционность* плазмы. *Пространственная же дисперсия* проявляется в том, что различные величины зависят от волнового вектора  $\mathbf{k}$ . Это означает, что состояние плазмы в данной точке зависит от влияния происходящих в окружающей ее области явлений — принципиально в любой точке плазмы. В этом и состоит *пространственная инерционность* плазмы, связанная с передачей «действия» из одной точки в другую. В частности, элементы тензора  $\epsilon_{ij}$  диэлектрической проницаемости являются поэтому функциями  $\omega$  и  $\mathbf{k}$ . Обычно вводится так-

же тензор комплексной проводимости  $\{\sigma_{ij}\}$ , который связан с  $\varepsilon_{ij}$  соотношением

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k}). \quad (\text{I.18})$$

Элементы тензора комплексной проводимости плазмы  $\sigma_{ij}$  зависят от поляризуемости различного сорта частиц и определяются из решения системы уравнений (I.11) и (I.12). Числа  $\delta_{ij}$ , так называемые постоянные Кронекера, равны нулю, если  $i \neq j$ , и единице при  $i = j$ .

Аналогичным образом комплексный коэффициент преломления (I.6) следует записать в виде

$$\tilde{n}(\omega, \mathbf{k}) = n(\omega, \mathbf{k}) + i\kappa(\omega, \mathbf{k}). \quad (\text{I.19})$$

Определяемые из (I.5) частоты также зависят от  $\mathbf{k}$ , т. е.

$$\tilde{\omega}(\mathbf{k}) = \omega(\mathbf{k}) + i\gamma(\mathbf{k}). \quad (\text{I.19a})$$

Поэтому дисперсионные уравнения часто рассчитываются не в виде (I.5), а в виде

$$F(\omega, \mathbf{k}) = 0 \quad \text{или} \quad \omega = \omega(\mathbf{k}), \quad (\text{I.20})$$

что оказывается не только более удобной формой записи, но иногда позволяет легче разобраться в рассматриваемой сути явлений.

Важно указать еще на одно фундаментальное общее свойство диэлектрической проницаемости, имеющее, в частности, большое значение в интересующих нас здесь вопросах. Анализ интегралов, определяющих тензор диэлектрической проницаемости, показывает, что они всегда имеют особые точки, которые в общем случае определяют условия резонанса в плазме, условия, при которых происходит наиболее сильное взаимодействие частиц плазмы с полем волн. Эти условия возникают при взаимодействии поля как с электронами, так и с ионами плазмы, и имеют следующий вид:

$$\omega = kv_{\parallel}, \quad \omega = kv_{\parallel} + s\omega_H, \quad \omega = kv_{\parallel} - s\Omega_H, \quad (\text{I.21})$$

где  $kv_{\parallel} = kv_{\parallel} \cos \theta$ ,  $\theta$  — угол между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{H}_0$ ,  $s = \pm 1, 2, 3, \dots$ ,  $v_{\parallel}$  — продольная (вдоль вектора  $\mathbf{H}_0$ ) составляющая средней скорости частиц. Заметим, что при скоростях частиц, близких к  $c$ , необходимо учитывать релятивистские

эффекты, и в (I.21)  $\omega_H$  и  $\Omega_H$  заменяются на  $\omega_H \sqrt{1 - v^2/c^2}$  и  $\Omega_H \sqrt{1 - v^2/c^2}$ , где  $v$  — полная скорость частицы.

Первое из условий (I.21) описывает эффект *Черенкова — Вавилова* и определяет условия так называемого черенковского затухания или, наоборот, возбуждения колебаний плазмы. Если фазовая скорость волн  $\omega/k$  больше продольной составляющей скорости частиц  $v_{\parallel}$ , происходит затухание колебаний, так как частицы получают от поля больше энергии, чем отдают. Обратное явление, так называемое черенковское возбуждение, происходит при  $\omega/k < v_{\parallel}$ , когда при взаимодействии частиц с волнами частицы черпают от волн меньше энергии, чем отдают. При этом ясно, что выполнение условия  $\omega = kv_{\parallel} \cos \theta$  возможно только, если  $\cos \theta > 0$ . Это означает, что черенковское излучение происходит в том же направлении, в каком движется частица.

Два других условия (I.21) описывают *магнитотормозное* (циклотронное) возбуждение или затухание волн также в зависимости от того, больше или меньше фазовая скорость волны скорости частицы. Физический смысл членов  $kv_{\parallel}$  в (I.21) состоит в том, что они определяют доплеровские смещения частот возбуждаемых колебаний. При  $s > 0$  эффект Доплера нормальный — фазовая скорость волны  $v_{\phi} > v_{\parallel}$ . При  $s < 0$  эффект Доплера аномальный — фазовая скорость  $v_{\phi} < v_{\parallel}$ . Легко заметить, что в зависимости от знака  $s$  условие гирорезонанса удовлетворяется при  $\cos \theta > 0$  или  $\cos \theta < 0$ . В первом случае  $\theta < \pi/2$  — излучение частицы направлено в сторону ее движения, что соответствует аномальному эффекту Доплера, как и в случае черенковского излучения. Во втором случае  $\theta > \pi/2$  — направление излучения противоположно направлению движения частицы — это соответствует нормальному эффекту Доплера.

Весьма важное свойство *кинетической «горячей»* плазмы состоит в том, что даже в условиях, когда можно пренебречь соударениями между ее частицами, т. е. в бесстолкновительной плазме (число столкновений  $\nu = 0$ ), колебательные процессы затухают вследствие их взаимодействия с частицами ( $\gamma < 0$ ). Отсутствие этого затухания, называемого *затуханием Ландау* (а также черенковским или гирорезонансным затуханием), и является од-

ним из основных качественных отличий *холодной* плазмы, т. е. плазмы, в которой влияние теплового движения частиц не учитывается. Как известно, в отличие от бесстолкновительного затухания, резонансные явления имеют место также и в холодной плазме, когда теория строится на основе уравнений гидродинамики (или квазигидродинамики) или на основе уравнений микрополя.

#### § 4. Коэффициенты преломления и резонансы холодной плазмы ( $T=0$ ). Классификация волн

Если пренебречь влиянием теплового движения частиц и если в плазме отсутствуют потоки частиц, тензор диэлектрической проницаемости имеет наиболее простой вид. Элементы тензора зависят в этом случае только от частоты (пространственная дисперсия отсутствует), и для многокомпонентной плазмы, состоящей из электронов и нескольких сортов ионов, без учета столкновений между электронами и ионами они имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_1^* &= 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_H^2} - \frac{\Omega_{01}^2}{\omega^2 - \Omega_{H1}^2} - \frac{\Omega_{02}^2}{\omega^2 - \Omega_{H2}^2} - \dots, \\ \varepsilon_{12} = i\varepsilon_2 &= i \frac{\omega_0^2 \omega_H}{\omega(\omega^2 - \omega_H^2)} - i \frac{\Omega_{01}^2 \Omega_{H1}}{\omega(\omega^2 - \Omega_{H1}^2)} - \\ &\quad - i \frac{\Omega_{02}^2 \Omega_{H2}}{\omega(\omega^2 - \Omega_{H2}^2)} - \dots, \quad (I.22) \\ \varepsilon_{33} = \varepsilon_3 &= 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - \frac{\Omega_{01}^2}{\omega^2} - \frac{\Omega_{02}^2}{\omega^2} - \dots, \end{aligned}$$

где индексы 1, 2, ... в правых частях (I.22) относятся к ионам различного сорта. При учете соударений только между электронами и ионами в выражениях для ленгмюровских частот и гирочастот

$$\begin{aligned} \omega_0^2 &= \frac{4\pi N e^2}{m}, & \Omega_{01}^2 &= \frac{4\pi N_1 e^2}{M_1}, \dots, \\ \omega_H &= \frac{e H_0}{m c}, & \Omega_{H1} &= \frac{e H_0}{M_1 c} \end{aligned} \quad (I.23)$$

необходимо заменить в (I.22) массы частиц на значения

$$m \left( 1 + i \frac{\nu_{ei}}{\omega} \right), \quad M_1 \left( 1 + i \frac{\nu_{1i}}{\omega} \right), \dots, \quad (I.24)$$

где  $\nu_{ei}$  — числа столкновений между электронами и ионами различного сорта, а  $\nu_{ii}$ ,  $\nu_{2i}$ , ... — числа столкновений между ионами различного сорта. Из дисперсионного уравнения (I.5) следует, что

$$\tilde{n}_{12}^2 = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}, \quad (\text{I.25})$$

где для холодной плазмы

$$\begin{aligned} A &= \varepsilon_1 \sin^2 \theta + \varepsilon_3 \cos^2 \theta, \\ B &= -\varepsilon_1 \varepsilon_3 (1 + \cos^2 \theta) - (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) \sin^2 \theta, \\ C &= \varepsilon_3 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2). \end{aligned} \quad (\text{I.26})$$

Отметим здесь, что в областях плазмы, которая нас здесь интересует, рассматриваемые явления хорошо описываются формулами для двухкомпонентной плазмы, состоящей из электронов и протонов. Поэтому, за исключением тех случаев, когда многокомпонентность плазмы играет специальную роль (такие явления описаны ниже), здесь приводятся главным образом формулы для двухкомпонентной плазмы. Соответствующие компактные формулы получаются в общем случае для всего диапазона частот в двух предельных случаях:

при  $\theta = 0$

$$\begin{aligned} \tilde{n}_{12}^2 &= 1 - \frac{\omega_0^2 + \Omega_0^2}{(\omega \pm \omega_H)(\omega \mp \Omega_H) - i\nu\omega}, \\ (n^2 - \kappa^2)_{12} &= 1 - \frac{(\omega_0^2 + \Omega_0^2)(\omega \pm \omega_H)(\omega \mp \Omega_H)}{(\omega \pm \omega_H)^2 (\omega \mp \Omega_H)^2 + \nu^2 \omega^2}, \\ (2n\kappa)_{12} &= \frac{\omega_0^2 \cdot \nu\omega}{(\omega \pm \omega_H)^2 (\omega \mp \Omega_H)^2 + \nu^2 \omega^2}; \end{aligned} \quad (\text{I.27})$$

при  $\theta = \pi/2$

$$\tilde{n}_1^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - i\nu\omega}, \quad (\text{I.28})$$

$$\tilde{n}_2^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \Omega_H \omega_H - i\nu\omega - \frac{\omega^2 \omega_H^2}{\omega^2 - \omega_0^2 - \Omega_H \omega_H - i\nu\omega}}.$$

При этом в (I.27) и (I.28) учитываются также соударения между электронами и нейтральными частицами, т. е. в них  $\nu = \nu_{ei} + \nu_{en}$ .

Следует также привести здесь компактные формулы для случая квазипродольного распространения электромагнитных волн, представляющего интерес при рассмотрении вопросов канализации этих волн в окрестности линии магнитного поля Земли или захвата волн в так называемые «магнито-силовые» каналы. Для электронных низкочастотных (НЧ, LF) волн (см. ниже), т. е. для частот

$$\omega_H \gtrsim \omega > \omega_L$$

( $\omega_L$  — нижнегибридная частота, см. ниже (I.29)), условие квазипродольности имеет вид

$$\frac{\sin^2 \theta}{2 \cos \theta} \ll \left| \frac{\omega^2 - \omega_0^2 - i\nu\omega}{\omega\omega_H} \right|.$$

В этом случае

$$\tilde{n}_{12}^2 \approx 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega \pm \omega_H \cos \theta - i\nu)}. \quad (I.27a)$$

В диапазоне же частот  $\omega^2 \lesssim \omega_H \Omega_H$ , соответствующем сверхнизкочастотным (СНЧ, VLF) и ультранизкочастотным (УНЧ, ELF) волнам (см. ниже), условие квазипродольности имеет вид

$$\frac{\sin^2 \theta}{2 \cos \theta} \ll \frac{\omega}{\Omega_H} \frac{|\Omega_0^2 + i\gamma_0\nu\omega|}{|\omega^2 - \Omega_0^2 - \Omega_H^2 + i\gamma_0\nu\omega|}$$

и коэффициент преломления

$$\begin{aligned} \tilde{n}_{12}^2 = 1 + & \quad (I.27b) \\ + & \frac{\Omega_0^2(\Omega_0^2 + \Omega_H^2 \sin^2 \theta + i\gamma_0\nu\omega)}{\Omega_0^2 \Omega_H \cos \theta (\Omega_H \cos \theta \pm \omega) + i\gamma_0\nu\omega (\Omega_0^2 + \Omega_H^2 \sin^2 \theta \pm \omega \Omega_H \cos \theta)}. \end{aligned}$$

При выполнении условий  $\Omega_H^2 \ll \Omega_0^2$  и  $\gamma_0\nu\omega \ll \Omega_0^2$ , где  $\gamma_0 = m/M$ , реализуемых часто в приземной плазме, формула (I.27b) принимает компактный, похожий на (I.27a)

вид, а именно:

$$n_{12}^2 = 1 + \frac{\Omega_0^2}{\Omega_H \cos \theta (\Omega_H \cos \theta \pm \omega) + i\gamma_{0\nu}\omega}. \quad (I.27в)$$

При произвольных значениях угла  $\theta$ , т. е. когда не выполняется условие квазипродольности, вместо (I.27в) получается следующая довольно простая формула для коэффициента преломления:

$$n_{12}^2 = \frac{2\Omega_0^2}{\Omega_H^2 \left( 1 + \cos^2 \theta \mp \sqrt{\sin^4 \theta + 4 \frac{\omega^2}{\Omega_H^2} \cos^2 \theta} \right) + 2i\gamma_{0\nu}\omega}. \quad (I.27г)$$

Из нее следует, что в окрестности гирочастоты ионов, т. е. при  $\omega \approx \omega_H$

$$n_1^2 = \frac{\Omega_0^2 (1 + \cos^2 \theta)}{2\Omega_H (\Omega_H - \omega) \cos^2 \theta + i\gamma_{0\nu}\omega (1 + \cos^2 \theta)},$$

$$n_2^2 = \frac{\Omega_0^2}{\Omega_H^2 (1 + \cos^2 \theta) + i\gamma_{0\nu}\omega}, \quad (I.27д)$$

а при  $\frac{\omega}{\Omega_H} \ll 1$ , когда  $\frac{\sin^4 \theta}{4 \cos^2 \theta} \gg \frac{\omega^2}{\Omega_H^2}$  ( $\theta > 0$ ),

$$n_1^2 = \frac{\Omega_0^2}{\Omega_H^2 \cos^2 \theta + i\gamma_{0\nu}\omega}, \quad n_2^2 = \frac{\Omega_0^2}{\Omega_H^2 + i\gamma_{0\nu}\omega}. \quad (I.27е)$$

В бесстолкновительной плазме ( $\nu = 0$ ) вместо (I.27) и (I.28) можно, соответственно, получить:  
при  $\theta = 0$

$$n_{12}^2 = \frac{\omega^2 \mp \omega\omega_H - \Omega_H\omega_H - \omega_0^2}{(\omega \pm \omega_H)(\omega \mp \Omega_H)} \quad (I.27ж)$$

и при  $\theta = \pi/2$

$$n_2^2 = \frac{(\omega^2 - \omega_-^2)(\omega^2 - \omega_+^2)}{(\omega^2 - \omega_L^2)(\omega^2 - \omega_U^2)}, \quad (I.28а)$$

где  $\omega_-$  и  $\omega_+$  — корни уравнения

$$\omega_{\pm}^2 \mp \omega_{\pm} \omega_H - \Omega_H \omega_H - \omega_0^2 = 0.$$

Числитель выражения (I.28a) определяет нули коэффициента преломления, а  $\omega_L$  и  $\omega_U$  в знаменателе (I.28a) — нижняя и верхняя гибридные частоты:

$$\begin{aligned} \omega_L^2 &\approx \Omega_H \omega_H \left(1 + \frac{\omega_H^2}{\omega_0^2}\right)^{-1} & \text{или} & \quad \frac{1}{\omega_L^2} = \frac{1}{\Omega_H \omega_H} + \frac{1}{\Omega_0^2}, \\ \omega_U^2 &\approx \omega_H^2 + \omega_0^2. \end{aligned} \quad (\text{I.29})$$

Следует указать, что формулы (I.22) и (I.26) имеют более широкую область применимости, чем для холодной плазмы, когда температуры частиц принимаются равными нулю ( $T_e = T_i = 0$ ). А именно, ими можно пользоваться при выполнении условий

$$\begin{aligned} \left(\frac{k_{\perp} v_e}{\omega_H}\right)^2 &= \left(\frac{\rho_{He}}{\Lambda_{\perp e}}\right)^2 \ll 1, & \left(\frac{k_{\perp} v_i}{\Omega_H}\right)^2 &= \left(\frac{\rho_{Hi}}{\Lambda_{\perp i}}\right)^2 \ll 1, \\ \left(\frac{\omega - s\omega_H}{k_{\parallel} v_e}\right) &= \left(1 - \frac{s\omega_H}{\omega}\right) \frac{v_{\Phi \parallel e}}{v_e} \gg 1, \\ \left(1 - \frac{s\Omega_H}{\omega}\right) &\frac{v_{\Phi \parallel i}}{v_i} \gg 1, \end{aligned}$$

где  $s = 0, \pm 1, \pm 2$  и индексы « $\perp$ » и « $\parallel$ » означают нормальные и продольные (вдоль  $\mathbf{H}_0$ ) составляющие волнового вектора  $\mathbf{k}$  и длин волн  $\Lambda$ . Эти условия, как мы видим, означают, что приближение холодной плазмы пригодно, когда длины волн низкочастотных и высокочастотных колебаний больше ларморовских радиусов ионов и электронов соответственно, а фазовые скорости волн велики по сравнению с тепловыми скоростями этих частиц. Исключается применимость этого приближения лишь в областях, достаточно близких к гирорезонансам:  $\Omega_H$ ,  $2\Omega_H$ ,  $\omega_H$  и  $2\omega_H$  (см. [3]).

Поскольку в холодной плазме отсутствует пространственная дисперсия и коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $C$  не зависят от волнового числа  $\mathbf{k}$ , уравнение (I.25) — алгебраическое уравнение 4-го порядка относительно  $n$ . Оно определяет два значения  $n_{12}^2(\omega, \theta)$ , два типа эллиптически поляри-



зованных волн — обыкновенную  $n_1$  и необыкновенную  $n_2$ , имеющие различные фазовые скорости и знаки поляризации. Обыкновенная волна имеет левое вращение электрического вектора (т. е. против часовой стрелки) относительно направления волнового вектора, необыкновенная волна — правое вращение. Обе волны — поперечные. Однако в двухкомпонентной холодной плазме это уравнение имеет пять ветвей обоих типов поперечных волн — две ветви  $n_1(\omega, \theta)$  и три ветви  $n_2(\omega, \theta)$ . Соответствующие зависимости  $n_{1,2}^2(\omega)$  и  $\omega_{1,2}(k)$  схематически изображены на рис. 1 и 2. Прежде чем описать общие свойства этих кривых, что позволит идентифицировать их с существующей в литературе терминологией (названиями различного типа волн) и ввести их классификацию (разбиение на диапазоны частот), остановимся на следующем весьма важном свойстве дисперсионного уравнения (I.25). Видно, что  $n^2 \rightarrow \infty$ , когда  $A \rightarrow 0$ . В этом случае

$$n_1^2 = C/B, \quad n_2^2 = -B/A.$$

Поскольку  $B \neq 0$ , то только для одной из волн возможна расходимость коэффициента преломления, а именно только  $n_2^2 \rightarrow \infty$ . Условие же  $A \rightarrow 0$  приводит к уравнению

$$1 - \frac{\omega_0^2 \cos^2 \theta}{\omega^2} - \frac{\omega_0^2 \sin^2 \theta}{\omega^2 - \omega_H^2} - \frac{\Omega_0^2 \cos^2 \theta}{\omega^2} - \frac{\Omega_0^2 \sin^2 \theta}{\omega^2 - \Omega_H^2} = 0. \quad (\text{I.30})$$

Это уравнение третьей степени относительно  $\omega^2$  и определяет три резонансные ветви  $\omega(\theta)$ , при которых в холодной плазме могут возникнуть собственные продольные колебания, направленные вдоль волнового вектора. Так как в рассматриваемом приближении отсутствует пространственная дисперсия (групповая скорость  $d\omega/dk = 0$ ), то строго нельзя уже говорить в этом приближении о резонансном возбуждении продольных волн — колебания не могут уходить из области, где они возбуждаются. Схематически эти резонансные ветви  $\omega_1(\theta)$ ,  $\omega_2(\theta)$  и  $\omega_3(\theta)$  изображены на рис. 3\*). Одну из этих ветвей —  $\omega_1(\theta)$  можно назвать высокочастотной (ВЧ, HF).

\*) Учет пространственной дисперсии существенно влияет на поведение  $n_2^2$  в окрестности резонансных частот  $\omega_{1,2,3}(\theta)$ . Однако сами значения  $\omega_{1,2,3}$  при этом мало изменяются (см. например, [3])

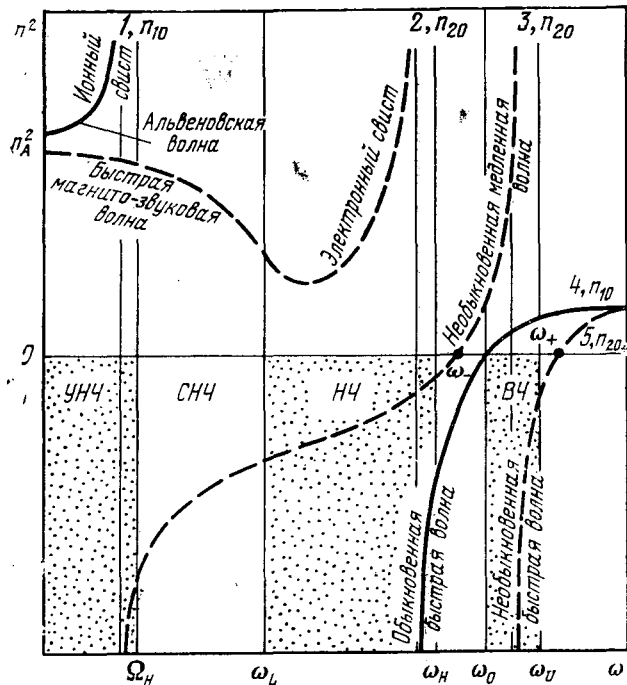


Рис. 1. Пять ветвей функции  $n^2(\omega)$  холодной магнитоактивной плазмы. Выделены области резонанса.

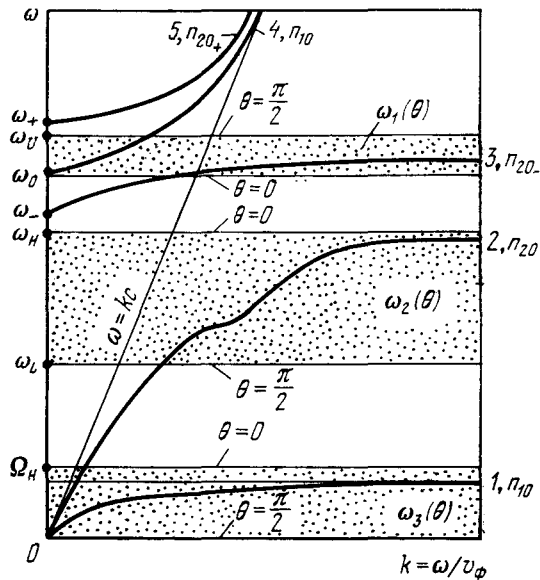


Рис. 2. Пять ветвей функции  $\omega(k)$  холодной магнитоактивной плазмы. Выделены области резонанса.

Она мало зависит от влияния ионов ( $\omega_0, \omega_H \gg \Omega_0, \Omega_H$ ) и описывается формулой

$$\omega_1^2(\theta) = \frac{1}{2} [(\omega_0^2 + \omega_H^2) + \sqrt{(\omega_0^2 + \omega_H^2)^2 - 4\omega_0^2\omega_H^2 \cos^2 \theta}]. \quad (I.31)$$

Если  $\omega_0 > \omega_H$  (что в нашем случае почти всегда осуществляется (см. табл. I.1 и I.2)),  $\omega_1(\theta)$  изменяется в пределах:

$$\begin{aligned} \omega_1(\theta) &= \omega_0 && \text{при } \theta = 0, \\ \omega_1(\theta) &= \omega_U \approx \sqrt{\omega_0^2 + \omega_H^2} && \text{при } \theta = \pi/2. \end{aligned} \quad (I.32)$$

Частота  $\omega_1(\pi/2) = \omega_U$  и есть верхняя гибридная частота.

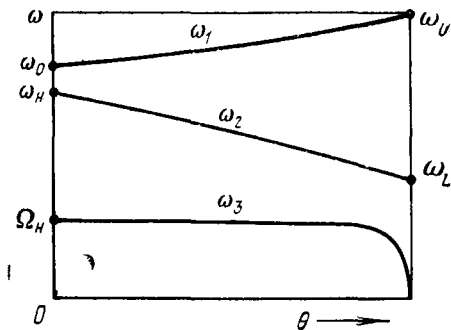


Рис. 3. Зависимости резонансных частот  $\omega_{1,2,3}$  холодной плазмы от угла  $\theta$  между волновым вектором  $\mathbf{k}_0$  и вектором внешнего постоянно-го магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ .

Две другие резонансные ветви необходимо определять с учетом влияния ионов:

$$\begin{aligned} \omega_{23}^2(\theta) &= \frac{\omega_H^2}{2(\omega_0^2 + \omega_H^2)} \left[ (\omega_0^2 \cos^2 \theta + \Omega_0^2 + \Omega_H^2) \pm \right. && (I.33) \\ &\left. \pm \sqrt{(\omega_0^2 \cos^2 \theta + \Omega_0^2 + \Omega_H^2)^2 - 4 \frac{\omega_0^2 + \omega_H^2}{\omega_H^2} (\Omega_H^2 \omega_0^2 \cos^2 \theta)} \right]. \end{aligned}$$

Ветвь  $\omega_2(\theta)$  назовем низкочастотной (НЧ, LF); она изменяется в пределах:

$$\begin{aligned} \omega_2(\theta) &= \omega_H && \text{при } \theta = 0, \\ \omega_2(\theta) &= \omega_L \approx \sqrt{\Omega_H \omega_H} \left( 1 + \frac{\omega_H^2}{\omega_0^2} \right)^{-1} && \text{при } \theta = \pi/2. \end{aligned} \quad (I.34)$$

Частота  $\omega_3(\pi/2) = \omega_L$  и есть нижняя гибридная частота. Третья ветвь — ультранизкочастотная (УНЧ, ELF); она изменяется в пределах:

$$\begin{aligned} \omega_3(\theta) &= \Omega_H && \text{при } \theta = 0, \\ \omega_3(\theta) &\approx \frac{\Omega_H \cos \theta}{\sqrt{\Omega_H^2 + \Omega_0^2}} \omega_0 = 0 && \text{при } \theta = \pi/2. \end{aligned} \quad (I.35)$$

Из этих данных вытекает очень важное обстоятельство: в холодной плазме отсутствуют резонансные колебания в двух участках частоты.

Во-первых, резонансные колебания отсутствуют между гирочастотой ионов  $\Omega_H$  и нижней гибридной частотой  $\omega_L$ . В этом участке частот, как мы увидим ниже, возбуждаются колебания в неизотермической плазме при учете теплового движения частиц, когда  $T_e \gg T_i$ . Целесообразно назвать колебания в этом интервале частот сверхнизкочастотными (СНЧ, VLF) колебаниями. Отметим, что в СНЧ области частот, т. е. при  $\Omega_H < \omega \lesssim \omega_L$ , вследствие влияния ионов различного сорта (см. (I.43)) в приземной плазме возникают весьма интересные эффекты: захват волн, обрезание волн и сложного типа траектории волн. Эти эффекты рассмотрены в гл. III.

Во-вторых, в холодной плазме отсутствуют резонансы в участке, примыкающем к ВЧ колебаниям, — между  $\omega_H$  и  $\omega_0$ , в котором также возможны резонансы, только когда учитывается пространственная дисперсия.

Опишем теперь коротко изображенные на рис. 1 и 2 пять ветвей  $n^2(\omega, \theta)$  и  $\omega(k, \theta)$  — общие свойства пяти волн, которые могут распространяться в холодной плазме. Ниже и в гл. III приводятся также некоторые формулы с учетом пространственной дисперсии.

Ветви с индексом «1» на рис. 1 и 2 соответствуют корню  $n_1^2$  уравнения (I.25). Это обыкновенная ионная волна. Она обрезается на гирочастоте ионов. На частоте  $\omega \rightarrow \Omega_H$  ее коэффициент преломления  $n_1^2 \rightarrow \infty$ . При  $\omega > \Omega_H$  амплитуда ионной волны быстро затухает. Обрезание волны — чисто «кинетической» природы и связано с ионно-циклотронным резонансом  $\omega \rightarrow \Omega_H$ . Эту волну иногда называют ионно-свистовой волной (см. гл. III). При  $\omega \rightarrow 0$  ( $\omega \ll \Omega_H$ ) ветвь с индексом

«1» описывает альвеновскую волну:

$$\omega_1 = \frac{kV_A \cos \theta}{\sqrt{1 + (V_A/c)^2}}, \quad V_A = \frac{c}{n_A}, \quad n_A = \frac{\Omega_0}{\Omega_H}, \quad (I.36)$$

$$n_{10} = \frac{n_A}{(1 - \omega/\Omega_H) \cos \theta}, \quad \kappa_{10} = \frac{n_{10}}{2} \frac{v\omega}{\omega_H (\Omega_H - \omega)}.$$

В (I.26)  $V_A$  — альвеновская скорость,  $n_A$  — альвеновский коэффициент преломления (см. (I.3)) и  $\kappa_{10}$  — столкновительный коэффициент затухания волны. Здесь, как и всюду ниже, индекс «0» около разных величин означает их значение в холодной плазме. Для циклотронной волны  $\omega \rightarrow \Omega_H$  имеем:

$$n_{10}^2 = \frac{n_A^2}{1 - \omega/\Omega_H} \frac{1 + \cos^2 \theta}{2 \cos^2 \theta}. \quad (I.36a)$$

Общая формула  $n_{12}^2$  в рассматриваемом диапазоне частот, вплоть до  $\omega \gtrsim \omega_L$ , имеет вид:

$$(n_{12}^2)_0 = \frac{1}{2 \cos^2 \theta} [\varepsilon_1 (1 + \cos^2 \theta) \pm \sqrt{\varepsilon_1^2 (1 + \cos^2 \theta) - 4(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) \cos^2 \theta}], \quad (I.37)$$

где

$$\varepsilon_1 = \frac{\Omega_0^2}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \varepsilon_2 = -\frac{\omega \Omega_0^2}{\Omega_H (\omega^2 - \Omega_H^2)}. \quad (I.38)$$

Дисперсионное уравнение в общем случае записывается сложно, и мы его здесь не приводим. При  $\theta = 0$  оно имеет, однако, простой вид и для диапазона частот, охватывающего также диапазон частот ветви 2 (т. е. до  $\omega \approx \omega_H$ ),

$$F(\omega, k)_{12} = c^2 k^2 - \omega^2 + \frac{\omega \omega_0^2}{\omega \pm \omega_H} + \frac{\omega \Omega_0^2}{\omega \mp \Omega_H} = 0. \quad (I.39)$$

Диапазон частот, перекрываемый ветвью 1, соответствует области резонансов УНЧ волн  $\omega_s(\theta)$ , описываемых формулами (I.33) и (I.35) (см. рис. 3).

Ветвь 2 на рис. 1 и 2 описывает волны, перекрывающие диапазон частот  $0 \leq \omega \leq \omega_H$ . Это электронные не-

обыкновенные волны ( $n_{20}$ ). Они обрезаются за счет циклотронного резонанса электронов на гирочастоте  $\omega_H$  также из-за влияния пространственной дисперсии плазмы. Эта ветвь, как мы видим, перекрывает три диапазона частот: УНЧ, СНЧ и НЧ волны, однако ей соответствует только одна резонансная область холодной плазмы, НЧ ветвь  $\omega_2(\theta)$  (см. рис. 3). В пределе при  $\omega \ll \Omega_H$  эту электронную волну называют быстрой магнито-звуковой или модифицированной альвеновской волной:

$$\omega_2 = \frac{kV_A}{\sqrt{1 + (V_A/c)^2}}, \quad n_{20} = \frac{n_A}{1 + \omega/\Omega_H},$$

$$\kappa_{20} = \frac{n_{20}}{2} \frac{v\omega}{\omega_H(\omega + \Omega_H)}. \quad (I.40)$$

В области частот  $\omega_{ij} < \omega$ , где  $\omega_{ij}$  — частоты пересечения, связанные с влиянием многокомпонентности плазмы и наличием в ней нескольких сортов ионов (см. ниже рис. 4), эту волну называют также электронной свистовой волной (электронным свистом). Однако при употреблении термина «свистовая волна» фактически рассматривают волны НЧ диапазона частот  $\omega_L < \omega \leq \omega_H$ , так как используют соответствующие формулы без учета влияния ионов, а именно:

$$n_{20}^2 \approx \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega_H \cos \theta - \omega)}, \quad \kappa_{20} = \frac{n_{20}}{2} \frac{v}{(\omega_H \cos \theta - \omega)}. \quad (I.41)$$

В (I.41)  $\kappa_{20}$  записано для области приземной плазмы где играет роль столкновительное затухание волны. Это соответствует высотам  $z \lesssim 2000-3000$  км. Выше основную роль для этой волны играет уже бесстолкновительное затухание (см. (III.15)). Общее выражение  $n_2^2$  электронной волны 2 описывается, как и волны 1, формулой (I.37).

Остальные три ветви 3, 4, 5 (две необыкновенные  $n_2$  и одна обыкновенная  $n_1$ ) — ВЧ волны. Они имеют положительное значение  $n^2 > 0$  только при  $\omega > \omega_-$ . Их характерные частоты отмечены на рис. 1 и 2, а именно, частоты  $\omega_-$ ,  $\omega_0$ ,  $\omega_+$  (см. (I.27д)), при которых  $n_{20-}^2$ ,  $n_{10}^2$  и

$n_{20+}^2$  равны нулю. Диапазон частот этих волн, когда они могут распространяться в плазме ( $n^2 > 0$ ), изменяется в пределах  $\omega_- \leq \omega \rightarrow \infty$  и включает узкую область ВЧ резонансов  $\omega_1(\theta) \rightarrow (\omega_0 \div \omega_U)$  холодной плазмы (см. рис. 3, (I.31) и (I.32)).

В заключение этого параграфа рассмотрим, как влияет на поведение волн различного типа многокомпонентность плазмы. Наличие нескольких сортов играет большую роль в приземной плазме главным образом в областях ионосферы  $z \leq 1000$  км, где основными компонентами являются протоны  $H^+$ , ионы кислорода  $O_1^+$ , азота  $N_1^+$  и гелия  $He^+$ . Это приводит, во-первых, к тому, что число ветвей ионных обыкновенных волн  $I$  увеличивается соответственно числу ионов. Следовательно, наблюдается такое же число ионно-циклотронных резонансов (рис. 4, а). Соответственно этому число значений  $\omega_L$  также увеличивается (рис. 4, б). Однако гибридная частота, соответствующая резонансной ветви  $\omega_2(\theta)$  (см. рис. 3), наблюдаемая в многокомпонентной плазме, определяется эффективной массой ионов  $M_{\text{eff}} = \left( \sum \frac{\alpha_j}{M_j} \right)^{-1}$ , где  $\alpha_j$  — значения относительной концентрации ионов  $j$ -го сорта ( $\sum \alpha_j = 1$ ). В этом случае нижняя гибридная частота определяется из формулы

$$\frac{1}{\omega_L^2 M_{\text{eff}}} = \frac{1}{\omega_H^2} + \frac{1}{\omega_0^2}. \quad (\text{I.42})$$

Во-вторых, из-за многокомпонентности плазмы увеличивается число нулей  $n^2$ . Последнее обстоятельство усложняет характер распространения СНЧ волн в ионосфере (см. гл. III). В-третьих, сложнее зависит знак поляризации обеих волн  $I$  и  $2$  от частоты. А именно, в точках пересечения ветвей  $I$  и  $2$ , на частотах  $\omega_{12}$ ,  $\omega_{23}$ , . . ., называемых частотами пересечения (crossover frequencies), знаки поляризации обыкновенной и необыкновенной волн изменяются на обратные (на рис. 4, а левое вращение электрического вектора волны обозначено сплошной линией, а правое — пунктиром). Как уже отмечалось выше, эти обстоятельства приводят к дополнительным эффектам в поведении СНЧ волн в ионосфере. В диапазоне частот  $\omega < \Omega_{Hj}$  коэффициенты преломления имеют следующий

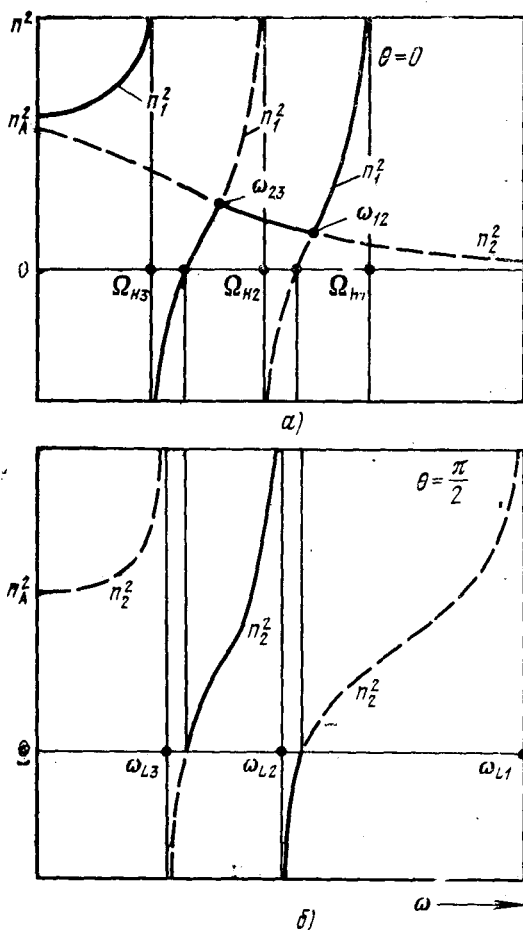


Рис. 4. Зависимости квадратов коэффициентов преломления  $n^2(\omega)$  ионной ( $n_1^2$ ) и электронной ( $n_2^2$ ) волн в магнитоактивной плазме, состоящей из трех сортов ионов.



ВИД:

$$n_1^2 = -\frac{\omega_0^2}{\omega\omega_H} + \frac{\Omega_{01}^2}{\omega(\Omega_{H1} - \omega)} + \frac{\Omega_{02}^2}{\omega(\Omega_{H2} - \omega)} + \dots, \quad (1.43)$$

$$n_2^2 = \frac{\omega_0^2}{\omega\omega_H} - \frac{\Omega_{01}^2}{\omega(\Omega_{H1} + \omega)} - \frac{\Omega_{02}^2}{\omega(\Omega_{H2} + \omega)} - \dots,$$

где индексы 1, 2, ... для  $\Omega_0$  и  $\Omega_H$  обозначают ионы различного сорта.

### § 5. Некоторые виды резонансов с учетом пространственной дисперсии ( $T \neq 0$ , $T_e \gg T_i$ )

С учетом пространственной дисперсии вследствие зависимости всех величин, входящих в дисперсионное уравнение (1.5), от волнового вектора  $k$ , а следовательно, и от  $n$ , уравнение (1.5) становится трансцендентным уравнением. Это означает, что теоретически число возможных ветвей волн, которое имеет уравнение (1.5), бесконечно. Вместе с тем, лишь в ограниченном числе случаев колебания соответствующих ветвей плазмы слабо затухают. Поэтому только в специальных условиях и в ограниченном числе случаев влияние теплового движения частиц способствует возникновению в плазме мало затухающих резонансных колебаний и волн.

1. Ленгмюровские волны. При рассмотрении только движения электронов решение уравнения (1.5) при  $H_0 = 0$  сразу выявляет третью ветвь  $n_3$ , которая определяет хорошо известные высокочастотные резонансные продольные колебания в изотропной плазме

$$\omega^2 = \omega_0^2 (1 + 3k^2 D^2) = \omega_0^2 + 3\beta_e^2 k^2 c^2 \quad (1.44)$$

— так называемые ленгмюровские волны. Эти волны мало затухают при

$$\omega/k = v_\phi \gg v_e, \quad (1.45)$$

т. е. когда их фазовая скорость много больше  $v_e$  или, что то же, если

$$(kD)^2 = \frac{(2\pi D)^2}{\Lambda^2} \ll 1, \quad (1.46)$$

т. е. длина волны много больше дебаевского радиуса. В (I.44)

$$\beta_e = \frac{v_e}{c}, \quad k = \frac{\omega}{c} n_3, \quad D = \sqrt{\frac{\kappa T_e}{4\pi N e^2}} = \frac{v_e}{\sqrt{2}\omega_0}. \quad (\text{I.47})$$

При изучении высокочастотных резонансов плазмы Ландау впервые и нашел бесстолкновительный механизм затухания, названный затуханием Ландау [6]. Бесстолкновительное затухание Ландау физически объясняется черенковским поглощением продольных волн электронами. При этом, поскольку в рассматриваемом случае фазовая скорость  $v_\phi \gg v_e$ , в этом процессе играют роль только электроны, относящиеся к «хвосту» их распределения по скоростям. Поэтому затухание волн мало. Оно определяется временным декрементом затухания [ $E \sim \sim \exp(-\gamma_e t)$ ]

$$\gamma_e = \sqrt{\frac{\pi}{8}} e^{-3/4} \frac{\omega_0}{(kD)^3} \exp\left(-\frac{1}{2k^2 D^2}\right) \quad (\text{I.48})$$

и пространственным коэффициентом затухания

$$\kappa_e = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{e^{-3/4}}{3} \frac{c}{\omega_0 D} \frac{1}{(kD)^4} \exp\left(-\frac{1}{2k^2 D^2}\right). \quad (\text{I.49})$$

Из условия (I.46) также следует, что частота этих волн очень близка к  $\omega_0$ . Коэффициент их преломления и фазовая скорость соответственно равны

$$n_3^2 = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2} \frac{1}{3/2\beta_e^2}, \quad v_\phi = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2}} v_e. \quad (\text{I.50})$$

Однако несмотря на то, что  $\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2} \ll 1$  в приземной и межпланетной плазме,  $n_3^2$  может принимать вследствие малости  $\beta_e^2$  очень большие значения, изменяющиеся на разных удалениях от поверхности Земли примерно в пределах  $10^{-7} \div 10^{-5}$ .

**2. Электронно-звуковые волны.** Мало затухающие ленгмюровские волны, как это очевидно, занимают очень узкий участок частот  $\Delta\omega = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$ . Это связано с условием малости тепловой скорости электронов  $v_e$

по сравнению с фазовой скоростью  $v_\phi$ . Более широкий спектр продольных высокочастотных плазменных (сильнее затухающих) волн, обусловленных как движением электронов, так и в некотором интервале частот движением ионов, может возбуждаться в плазме, если

$$\omega \gg kv_i, v_\phi \gg v_i, \quad (I.51)$$

т. е. при условии малости тепловой скорости ионов  $v_i$  по сравнению с фазовой скоростью волн  $v_\phi$ .

Дисперсионное уравнение этих электронно-звуковых волн в изотропной плазме можно записать для максвелловской функции распределения в виде (см. [2])

$$\omega^2 = \Omega_0^2 + 2\omega_0^2\alpha_e^2 [2\alpha_e I(\alpha_e) - 1], \quad (I.52)$$

где

$$\alpha_e = \frac{\omega}{kv_e} = \frac{v_\phi}{v_e}. \quad (I.53)$$

При  $\alpha_e \gg 1$

$$\begin{aligned} I(\alpha_e) &= e^{-\alpha_e^2} \int_0^{\alpha_e} e^{t^2} dt = \\ &= \frac{1}{2\alpha_e} + \frac{1}{2 \cdot 2\alpha_e^2} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 2 \cdot 2\alpha_e^5} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 2\alpha_e^7} + \dots \end{aligned} \quad (I.54)$$

Электронно-звуковые волны в этом случае и есть ленгмюровские волны. При  $\alpha_e \ll 1$

$$I(\alpha_e) = \alpha_e - \frac{2\alpha_e^3}{3 \cdot 1} + \frac{2 \cdot 2\alpha_e^5}{5 \cdot 3 \cdot 1} - \frac{2 \cdot 2 \cdot 2\alpha_e^7}{7 \cdot 5 \cdot 3 \cdot 1} + \dots \quad (I.55)$$

Спектр этих волн в изотропной плазме имеет две ветви, соприкасающиеся на частоте  $\omega > \omega_0$ , а именно при

$$\omega_M^2 = \Omega_0^2 + 1,29\omega_0^2. \quad (I.56)$$

В этой точке

$$v_\phi \approx 1,5v_e. \quad (I.57)$$

При значениях частоты  $\omega < \omega_M$ , а именно в диапазоне частот

$$\Omega_0 \leq \omega \leq \omega_M, \quad (I.58)$$

лежит ветвь медленных электронно-звуковых волн. Она обрезается при

$$v_{\phi} = 0,924 v_e \quad (I.59)$$

на частоте  $\Omega_0$ . Таким образом, эта ветвь перекрывает две области частот: НЧ и ВЧ волны. Ветвь быстрых электронно-звуковых волн лежит в диапазоне

$$\omega_M < \omega \leq \sqrt{\Omega_0^2 + 1,647\omega_0^2}, \quad (I.60)$$

а фазовые ее скорости изменяются от  $v_{\phi} \approx 1,5 v_e$  (см. (I.57)) до  $v_{\phi} \gg v_e$ . Детальный теоретический анализ свойств этих волн до сих пор, по-видимому, не выполнен, особенно в магнитоактивной плазме.

**3. Ионно-звуковые волны.** Рассмотрим теперь мало затухающие волны в неизотермической плазме  $T_e \gg T_i$ , фазовые скорости которых лежат в промежуточной области между тепловыми скоростями ионов и электронов. Спектры этих волн теоретически хорошо изучены как в изотропной плазме, так и в замагниченной плазме, когда

$$v_i \ll \frac{v_{\phi}}{\cos \theta} \ll v_e. \quad (I.61)$$

В изотропном случае (когда  $H_0 = 0$ ,  $\cos \theta = 1$ ) дисперсионное уравнение этих волн, которые часто называют электростатическими волнами или волнами Ленгмюра — Тонкса, имеет вид

$$\omega^2 = \omega_{10}^2 = \frac{k^2 v_s^2}{1 + k^2 D^2} = \frac{\Omega_0^2}{1 + (k^2 D^2)^{-1}}, \quad (I.62)$$

где индекс 10 введен для того, чтобы отличить эти волны от соответствующих двух ветвей волн в магнитоактивной плазме. В предельном случае, а именно при выполнении условия

$$k^2 D^2 = \frac{(2\pi D)^2}{\Lambda^2} \ll 1, \quad (I.63)$$

т. е. когда волны достаточно длинные,

$$\omega = kv_s, \quad (I.64)$$

где  $v_s = \sqrt{\kappa T_e / M}$  — скорость неизотермического звука.

Уравнение (I.64) подобно уравнению звуковых волн. Поэтому волны, описываемые уравнениями (I.62) и (I.64), названы ионно-звуковыми. Важно также указать, что при  $(kD)^2 \gg 1$

$$\omega_{10} \rightarrow \Omega_0, \quad (\text{I.65})$$

т. е. в плазме возникают низкочастотные ленгмюровские ионные колебания на частоте  $\omega_{10}$ , не зависящей от волнового вектора  $k$ .

В намагниченной плазме можно использовать для описания рассматриваемых волн приближенное дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} \frac{1}{\omega^2} + \frac{\operatorname{tg}^2 \theta}{\omega^2 + \Omega_H^2} &= \frac{1}{\cos^2 \theta} \left( \frac{1}{k^2 v_s^2} + \frac{1}{\Omega_0^2} \right) = \\ &= \frac{1}{\cos^2 \theta} \left( \frac{1 + k^2 D^2}{k^2 v_s^2} \right) = \frac{1}{\cos^2 \theta} \left( \frac{1 + (kD)^{-2}}{\Omega_0^2} \right), \end{aligned} \quad (\text{I.66})$$

определяющее две ветви  $\omega_1(k, \theta)$  и  $\omega_2(k, \theta)$  — быструю и медленную ионно-звуковые волны:

$$\omega_{12}^2(k, \theta) = \frac{1}{2} [(\omega_{10}^2 + \Omega_H^2) \pm \sqrt{(\omega_{10}^2 + \Omega_H^2)^2 - 4\omega_0^2 \Omega_H^2 \cos^2 \theta}]. \quad (\text{I.67})$$

Из (I.67) непосредственно следует, что при  $H_0 = 0$  ( $\cos \theta = 1$ )  $\omega_1(k, \theta) = \omega_{10}$ . Из условия (I.61) также очевидно, что формулы (I.66) и (I.67) следует осторожно использовать с приближением  $\theta$  к  $\pi/2$  и при  $\omega \rightarrow \Omega_H$ . Соответствующие критерии применимости этих формул, которые даны в работе [3], имеют вид

$$\theta^2 \gg \frac{2kv_i}{\Omega_H} \frac{|\Omega_H^2 - \omega_{10}^2|}{\omega_{10}^2}, \quad \frac{|\Omega_H - \omega_{10}|}{kv_i} \gg \cos \theta. \quad (\text{I.68})$$

С указанными оговорками спектры быстрой и медленной ионно-звуковых волн, а именно зависимости  $\omega_{12}(\theta)$  и  $\omega_{12}(k)$ , изображены схематически на рис. 5. Для простоты на рис. 5 принято, что  $kv_s > \Omega_H$ , хотя этот случай редко осуществляется. Видно, что диапазоны быстрых и медленных ионно-звуковых волн могут изменяться в различных случаях  $(kD \gg 1)$  или  $\ll 1$ ,  $\omega_{10} \leq \Omega_H$  в следующих

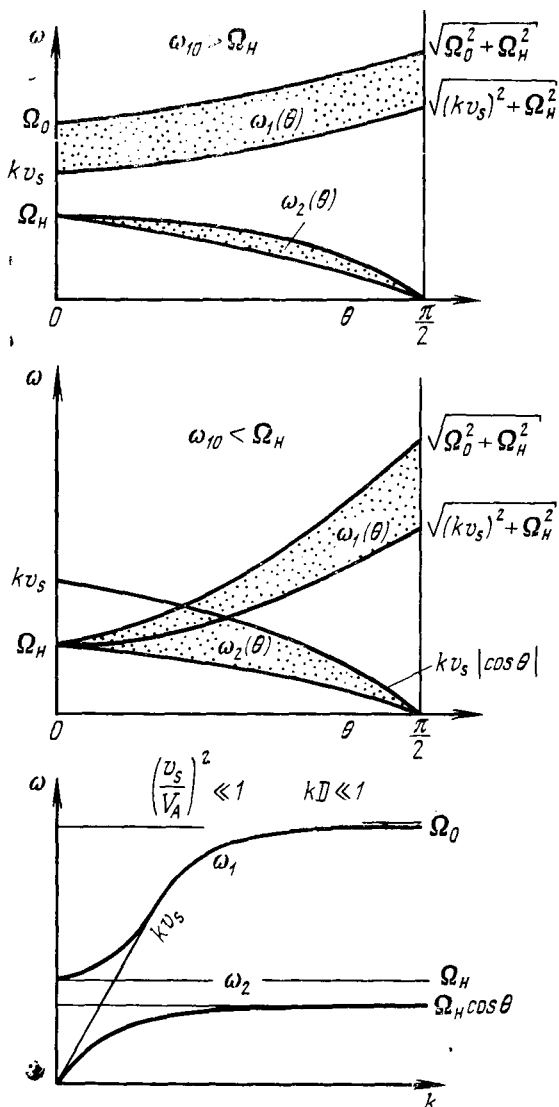


Рис. 5. Частотные спектры быстрой  $\omega_1$  и медленной  $\omega_2$  ионно-звуковых волн в неизотермической магнитоактивной плазме.

пределах:

$$\begin{aligned} \Omega_H < \omega_1 < \sqrt{\Omega_0^2 + \Omega_H^2}, \\ 0 < \omega_2 < \Omega_H. \end{aligned} \quad (I.69)$$

Их коэффициенты преломления

$$n_{12}^2 = \frac{c^2}{v_s^2} \frac{\Omega_0^2 (\omega_{12}^2 - \Omega_H^2)}{\Omega_0^2 (\omega_{12}^2 - \Omega_H^2 \cos^2 \theta) - \omega_{12}^2 (\omega_{12}^2 - \Omega_H^2)}. \quad (I.70)$$

Отметим, что при  $H_0 = 0$  с учетом ионной температуры (см. [4a])

$$n_{10}^2 = \frac{c^2}{v_s^2} \frac{\Omega_0^2}{(\Omega_0^2 - \omega_{10}^2) + 3 \frac{T_i}{T_e} \frac{\Omega_0^2}{(\Omega_0^2 - \omega_{10}^2)}}. \quad (I.70a)$$

Декремент и коэффициент затухания этих волн, которое в основном обусловлено поглощением электронами, равны

$$\begin{aligned} \gamma_{e12} &= \sqrt{\frac{\pi}{8} \frac{m}{M}} \frac{\omega_{12}^4}{(kv_s)^3} (\cos \theta)^{-1} \left[ \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \frac{\omega_{12}^4}{(\omega_{12}^2 - \Omega_H^2)^2} \right]^{-1}, \\ \kappa_{e1} &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{c}{v_e \cos \theta} \frac{(\omega_1^2 - \Omega_H^2) [(\omega_1^2 - \Omega_H^2) + (\omega_1^2 - \omega_{10}^2)]}{(\omega_1^2 - \Omega_H^2 \cos^2 \theta) [\cos^2 \theta (\omega_1^2 - \Omega_H^2) + \omega_1^2 \sin^2 \theta]}, \end{aligned} \quad (I.71)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{e2} &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{c}{v_e \cos \theta} \times \\ &\times \frac{(\omega_2^2 - \Omega_H^2) [(\omega_2^2 - \Omega_H^2) + (\omega_2^2 - \omega_{10}^2)]}{[(\omega_2^2 + \Omega_H^2 \cos^2 \theta) - (\omega_{10}^2 + \Omega_H^2)] [\cos^2 \theta (\omega_2^2 - \Omega_H^2) + \omega_2^2 \sin^2 \theta]} \end{aligned}$$

При  $\omega_{12} \sim kv_s \sim \Omega_H$

$$(\gamma_e)_{12} \sim \sqrt{\frac{m}{M}} \Omega_H. \quad (I.72)$$

Следует отметить, что в предельном случае, когда  $kv_s \ll \Omega_H$  и  $kD \ll 1$ , ионно-звуковая волна переходит в медленную УНЧ поперечную волну

$$\omega_2 = kv_s \cos \theta, \quad \gamma_{e2} = \sqrt{\frac{\pi}{8} \frac{m}{M}} \omega_2.$$

Свойства ионно-звуковых волн существенно изменяются с изменением отношения  $v_s/V_A$ . На рис. 5 приведены зависимости  $\omega_{12}(k)$  для  $(v_s/V_A)^2 \ll 1$ . При  $v_s/V_A \sim$  или  $\gg 1$  ветвь быстрой ионно-звуковой волны  $\omega_1$  разветвляется на две. Схематически зависимости трех ветвей ионно-звуковых волн, которые возникают в этих случаях, изображены на рис. 6.

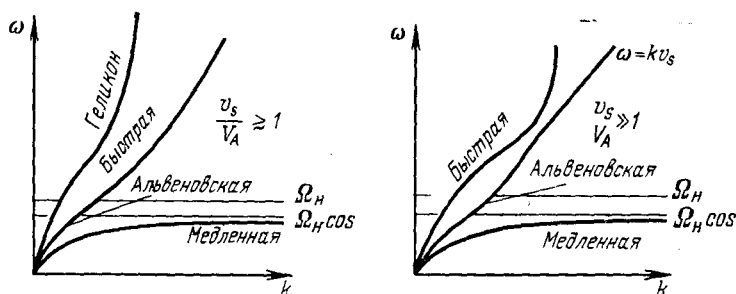


Рис. 6. Частотные спектры трех ветвей  $\omega(k)$  ионно-звуковых волн для различных отношений неизотермической скорости звука  $v_s$  к альвеновской скорости  $V_A$ .

4. Электронные и ионные гирорезонансы. При углах  $\theta \approx \pi/2$  затухание Ландау гирорезонансных продольных волн, возбуждаемых в плазме, пренебрежимо мало. Как мы увидим в гл. III, гирорезонансы весьма высокой кратности уже наблюдались в приземной плазме. Они описываются, соответственно, для электронов и ионов следующими дисперсионными уравнениями (Bernstein [7]):

$$k_e^2(\omega) = 4 \frac{\omega_0^2}{v_{e\perp}^2} e^{-p_e} \sum_{s=1}^{\infty} I_s(p_e) \frac{s^2 \omega_H^2}{\omega^2 - s^2 \omega_H^2}, \quad (I.73)$$

$$k_i^2(\omega) = 4 \frac{\Omega_0^2}{v_{i\perp}^2} e^{-p_i} \sum_{s=1}^{\infty} I_s(p_i) \frac{s^2 \Omega_H^2}{\omega^2 - s^2 \Omega_H^2},$$

где  $I_s$  — функции Бесселя мнимого аргумента, индекс « $\perp$ » означает нормальные составляющие соответствующих величин относительно направления вектора  $\mathbf{H}_0$  и

$$p_e = \frac{k_{\perp}^2 v_{e\perp}^2}{2\omega_H^2}, \quad p_i = \frac{k_{\perp}^2 v_{i\perp}^2}{2\Omega_H^2}, \quad v_{e\perp}^2 = \frac{2\kappa T_{e\perp}}{m}, \quad v_{i\perp}^2 = \frac{2\kappa T_{i\perp}}{M}. \quad (I.74)$$



### § 6. Некоторые замечания об условиях на границах движущихся в плазме тел

Явления, которые возникают в плазме в окрестности движущихся тел, естественно, зависят от формы тела и физических свойств его поверхности. Что касается формы тела, то она, как легко понять, играет роль лишь на достаточно близких от тела расстояниях; соответствующее влияние будет проиллюстрировано в § 9 на некоторых примерах. Большую роль, однако, играют структура поверхности тела и вещество, из которого оно состоит. Во-первых, в зависимости от характера «отражения» частиц поверхностью тела изменяется функция распределения. Во-вторых, может происходить «рождение» новых частиц из-за испарения поверхности тела и его разрушения под воздействием, в частности, набегающих потоков. Наряду с этим потенциал, приобретаемый телом, движущимся в плазме, также влияет на структуру и характер возмущения в его окрестности. Роль граничных условий поверхности тела может быть, с одной стороны, решающей при рассмотрении вопроса об устойчивости и возбуждении колебаний плазмы. С другой стороны, граничные условия мало влияют на рассеяние радиоволн на следе тела, в котором участвует вся область возмущения в целом и которое, главным образом, определяется достаточно удаленными от тела зонами его следа.

Удобно описать обе указанные выше группы явлений («отражение» и «рождение» частиц) с помощью функций общего вида:

$$\begin{aligned} A_e(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}_1, \mathbf{v}) \delta(s), \\ A_i(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}_1, \mathbf{v}) \delta(s), \end{aligned} \tag{I.75}$$

добавляемых наряду с интегралами столкновений  $Y_e$  и  $Y_i$  в правые части уравнений (I.14) (см. [5]). В (I.75) вектор  $\mathbf{r}_s$  определяет точку на поверхности тела, а  $\mathbf{v}_1$  и  $\mathbf{v}$  — скорости частиц до и после соударения с телом. В зависимости от физической постановки задачи функции  $A_e$  и  $A_i$  принимают тот или иной вид и могут, в частности, включать несколько слагаемых, описывающих каждая различного типа процессы. Дельта-функция  $\delta(s)$  в (I.75) описывает тот факт, что функции  $A_e$  и  $A_i$  отличны от нуля только на поверхности тела. Физический смысл этих

функций понятен. Само собой разумеется, что размерность  $A\delta(s)$  та же, что  $df/\partial t$ , поэтому интеграл

$$\int Ad^3v = J \quad (I.76)$$

определяет изменение потока частиц в единицу времени ( $J[\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}]$ ), вызванное влиянием поверхности тела.

Указанные выше три группы вопросов, а именно «отражение» и «рождение» частиц и потенциал тела, определяющие влияние его поверхности на характер обтекания тела плазмой, во многих отношениях еще мало изучены. Связано это с тем, что теоретически очень сложно и часто невозможно не только выполнить соответствующие расчеты, но неизвестно также, как поставить задачу, так как обычно отсутствует ряд исходных данных, которые можно получить только экспериментальным путем. Поэтому в настоящее время невозможно сколько-нибудь полно изложить эти вопросы, и мы ограничимся здесь лишь некоторыми краткими замечаниями.

1. «Отражение» частиц. Термин «отражение» включает совершенно отличные по своей физической сути явления. *Зеркальное отражение* частиц, когда угол падения равен углу отражения и  $|\mathbf{v}_1| = |\mathbf{v}|$ , осуществляется только от абсолютно гладкой диэлектрической поверхности. В случае шарообразной поверхности, например для ионов, мы имеем граничные условия [5]:

при  $rv > 0$

$$A_i\delta(s) = \frac{r}{r} V_0 f_i \left( \mathbf{r}, \mathbf{v} - \frac{2\mathbf{r}(\mathbf{r}\mathbf{v})}{r^2} \right) \delta(r - \rho_0), \quad (I.77)$$

при  $rv < 0$

$$A_i\delta(s) = \frac{r}{r} V_0 f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \delta(r - \rho_0), \quad (I.77a)$$

где  $V_0$  — скорость шара радиуса  $\rho_0$  ( $V_0 \gg v_i$ ). Возможны, однако, случаи отражения *упруго-диффузного типа*, когда направления отраженных частиц равновероятны, а модули их скоростей сохраняются. В этом случае обычно говорят о *рассеянии* частиц, как и в случае *неупругого* отражения (*частичной аккомодации*), когда направления  $\mathbf{v}$  равновероятны, а уменьшаются их модули, вследствие отдачи частицей энергии поверхности. При полной акко-

модации частиц, т. е. когда они полностью *поглощаются* поверхностью,

$$\begin{aligned} A_i \delta(s) &= 0 \text{ при } rv > 0, \\ A_i \delta(s) &= \frac{r}{r} V_0 f_i \delta(r - \rho_0) \text{ при } rv < 0. \end{aligned} \quad (\text{I.78})$$

**2. «Рождение» частиц.** Окружающая тело плазма должна непрерывно заполняться частицами, из которых состоит его поверхность вследствие *испарения* и *эрозии*, вызванной бомбардировкой тела потоками частиц или метеорным веществом. Рождение частиц происходит также за счет электронной и ионной фотоэмиссии и других процессов. Вылетающие с поверхности нейтральные атомы или молекулы очень медленно ионизируются. По различным оценкам в интересующих нас средах *время ионизации*

$$\tau_i \approx 10^7 \text{ сек}, \quad (\text{I.79})$$

а скорость выхода частиц с тела

$$v_j = \sqrt{\frac{2\kappa T}{M_j}} \approx 10^4 \text{ см/сек} \quad (\text{I.80})$$

(индекс  $j$  относится к частице). Таким образом, испаряемые частицы первоначально медленно удаляются от тела и лишь на больших расстояниях приобретают тепловую скорость окружающей среды, быстро диффундируя. Время удаления частицы от его поверхности, например на расстояние  $r_j \approx 10^2 \text{ см}$ , равно

$$\tau_j \approx \frac{r_j}{v_j} \sim 10^{-2} \text{ сек}. \quad (\text{I.81})$$

Поэтому в этой области отношение концентрации «рожденных»  $N_j$  заряженных частиц к концентрации  $n_j$  нейтральных частиц ничтожно мало:

$$\frac{N_j}{n_j} \approx \frac{\tau_j}{\tau_i} \approx 10^{-9} \text{ сек}. \quad (\text{I.82})$$

Вместе с тем, измеренные на ИСЗ потоки рождаемых частиц показывают, что около самого тела число «рождаемых» частиц  $n_j$  может быть достаточно большим.

Поэтому в областях плазмы, где  $n_j \gg n_0$ , т. е. где концентрация нейтральных частиц естественной плазмы ничтожно мала, рождаемые частицы могут играть заметную роль в происходящих вокруг тела процессах. Это обстоятельство не следует, по-видимому, в ряде случаев упускать из виду при рассмотрении различных экспериментальных данных. Так, в одной серии опытов (McKeown [8]) показано, что в области высот  $z \approx 216 \div 810$  км поток частиц  $J_j$ , теряемый золотой пластинкой, помещенной нормально к набегающему потоку (вектору  $V_0$ ), изменялся в пределах:

$$J_j = \overline{(nv)}_j \approx 10^7 \div 10^{10} \text{ атом} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}, \quad (\text{I.83})$$

что соответствовало в условиях опытов скорости испарения порядка  $5 \cdot 10^{-6}$  атомов золота на одну частицу набегающего потока. Для других металлов (алюминий, цинк, железо, магний, литий) при  $T_j \approx 10^2 \div 10^3$  наблюдалось значение

$$J_j = \overline{(nv)}_j \approx 10^{10} \div 10^{14} \text{ атом} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}. \quad (\text{I.84})$$

Скорость сублимации в вакууме полимеров, нейлона, сульфидов, хлорвинила достигает  $3 \cdot 10^{-9}$  веса вещества в секунду. Таким образом, если использовать данные (I.83) и (I.84), то для  $v_j \approx 10^4$  см/сек мы имеем, что в различных случаях можно ожидать

$$n_j \approx \frac{\overline{(nv)}_j}{v_j} \approx 10^3 \div 10^{10} \text{ см}^{-3}. \quad (\text{I.85})$$

3. Потенциал тела. Вопрос о потенциале тела  $\phi_0$ , приобретаемом им в приземной плазме, весьма важен. В ряде опытов знание  $\phi_0$  вообще является решающим и определяет точность интерпретации результатов измерений. С другой стороны, как уже отмечалось, потенциал тела влияет на характер его обтекания, особенно в ближней зоне возмущения плазмы. Точно теоретически рассчитать потенциал  $\phi_0$  вряд ли возможно из-за сложности как геометрической, так и электрической структуры поверхности тела и отсутствия ряда исходных данных о взаимодействии вещества, из которого оно состоит, с набегающими на него потоками и падающим на него излучением. Кратко рассмотрим простые оценки  $\phi_0$ .

В каждой точке на поверхности слабопроводящего тела потенциал определяется из равенства поглощаемых поверхностью электронов и ионов в единицу времени. При этом, поскольку  $v_e \gg v_i$ , тело должно заряжаться отрицательно. Действительно, пусть на тело падают электроны и однозарядные ионы. Примем  $N_e \approx N_i$  и  $T_e \approx T_i$ . В произвольной точке плазмы отношение их потоков

$$\frac{J_e}{J_i} \sim \frac{v_e}{v_i} \gg 1. \quad (I.86)$$

Поэтому при бомбардировке поверхности тела этими частицами она будет заряжаться до тех пор, пока в данной точке  $z$  не уравниются потоки электронов и ионов. Это возможно лишь, если уменьшается падающий на тело поток электронов, т. е. если оно заряжено отрицательно и отталкивает электроны.

Рассмотрим первоначально случай покоящегося тела. Тогда плотность потока электронов в точке  $z$  на его поверхности можно записать в виде

$$J_{es} = J_{e0} \exp\left(-\frac{e\varphi(s)}{\kappa T}\right), \quad (I.87)$$

где  $J_{e0} = Nv_e/2\sqrt{\pi}$  соответствует невозмущенному телом потоку электронов, т. е. когда  $\varphi_0 = 0$ . Поток ионов зависит от потенциала сложнее. Однако в предельном случае можно принять, что

$$J_{is} \approx J_{i0} \approx \frac{N_0 v_i}{2\sqrt{\pi}}, \quad (I.88)$$

т. е. что  $J_{is}$  равен невозмущенному потоку ионов  $J_{i0}$ . Если принять теперь, что коэффициенты отражения ионов и электронов от тела соответственно равны  $\rho_i$  и  $\rho_e$ , можно определить  $\varphi_s$  из равенства

$$J_{is}(1 - \rho_i) = J_{es}(1 - \rho_e). \quad (I.89)$$

Используя (I.87) и (I.88), получаем

$$|\varphi_s| = \frac{\kappa T}{e} \ln \left[ \frac{v_e}{v_i} \frac{(1 - \rho_e)}{(1 - \rho_i)} \right]. \quad (I.90)$$

Отсюда для полностью поглощающего квазипокоящегося ( $v_i \ll V_0$ ) тела, когда  $\rho_i, \rho_e \ll 1$  в интересующих нас средах (см. выше табл. I.1 и I.2), следует, что

$$|\varphi_s| \sim 1 \div 2 \text{ в.} \quad (\text{I.91})$$

При определении потенциала передней поверхности быстродвижущегося тела ( $V_0 \gg v_i$ ) необходимо в (I.89) подставить значение потока ионов (I.88) в виде

$$J_i \approx N_0 V_0 \cos \vartheta_0, \quad (\text{I.92})$$

где  $\vartheta_0$  — угол атаки тела частицей. При  $\cos \vartheta_0 \sim 1$  имеем

$$|\varphi_s| = \frac{\kappa T}{e} \ln \left[ \frac{v_e}{V_0} \frac{(1 - \rho_e)}{(1 - \rho_i)} \right] \sim 0,5 \div 1 \text{ в.} \quad (\text{I.93})$$

Сзади тела  $\varphi_s$  трудно рассчитать, так как для этой области отсутствуют достаточно простые и точные формулы для потоков частиц. Потенциал металлического тела должен быть постоянным, поэтому всюду на его поверхности установится потенциал  $\varphi_0 \approx \varphi_s$ , образуемый на его передней поверхности. Однако для диэлектрического тела с неоднородной поверхностью потенциал должен сильно изменяться от точки к точке вследствие изменения, в частности, коэффициентов отражения, влияния различных процессов эмиссии и т. п. При этом на задней поверхности потенциал будет увеличиваться за счет уменьшения потока ионов по сравнению с потоком электронов. Указанные обстоятельства, возможно, и объясняют тот факт, что наблюдались значения  $\varphi_0 \approx -(12 \div 14) \text{ в}$ , значительно превышающие  $\varphi_s$ , оцененные с помощью (I.91) и (I.93) (см. Sharp, Hanson, McKiblin [9], а также [188, 189]). Эти опыты проводились на ИСЗ, которые обычно имели сложную геометрическую и электрическую структуру, их поверхности имели достаточно «острые» выступы, проводящие области перемежались с диэлектрическими и т. п. В таких случаях в некоторых частях поверхности тела вообще может происходить накопление заряда и значительное увеличение потенциала  $\varphi_0$ . Вопрос этот, однако, до сих пор не выяснен, и, как уже отмечалось выше, имеет большое значение, в частности, для правильной интерпретации результатов различных измерений

зондового типа. Отметим здесь, что в последнее время проводились очень интересные опыты на космическом корабле «Джеминай-Агена», на котором исследовались различные свойства следа тела в ионосфере (Трой, Medved, Samir [10]). В этих опытах получены значения потенциала  $\varphi \approx -0,5$  в, хорошо совпадающие с оценкой (I.93), сделанной выше. Аналогичное хорошее согласие с (I.93) получено ранее при измерениях  $\varphi_0$  на ИСЗ «Эксплорер-31» (см. Samir, Wrenn [35], Samir [165]).

### § 7. Групповая скорость

Групповую скорость  $U$ , которую определяют как скорость распространения огибающей пакета волн — сигнала, или скорость переноса энергии сигнала  $U_\epsilon$ , важно знать как при анализе различных случаев распространения или возбуждения волн и при интерпретации результатов опытов, так и при анализе ряда процессов в окрестности движущихся в плазме тел. Рассмотрим здесь основные свойства вектора групповой скорости во всем интересующем нас диапазоне частот.

В общем случае скорость переноса энергии в диспергирующей среде равна

$$U_\epsilon = \frac{\bar{S}_U}{\bar{w}}, \quad (\text{I.94})$$

где  $\bar{S}_U$  — средняя за период плотность потока энергии и  $\bar{w}$  — средняя объемная плотность энергии пакета волн на несущей частоте. В диспергирующей непоглощающей анизотропной и изотропной средах, в частности, в интересующих нас областях плазмы скорость переноса энергии совпадает с используемым обычно выражением для групповой скорости. А именно,

$$U_\epsilon = U = \frac{d\omega}{dk}. \quad (\text{I.95})$$

В поглощающих средах соотношение (I.95) не выполняется, и для вычисления  $U_\epsilon$  в каждом отдельном случае необходимо рассчитать  $\bar{w}$ . Это часто является сложной задачей.

Модуль вектора групповой скорости (Альперт [11, 12], Stix [2]) равен

$$|\mathbf{U}| = \left| \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} \right| = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} \alpha + \frac{\partial \omega}{\partial k_y} \beta + \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \gamma, \quad (\text{I.96})$$

где  $\alpha = \sin \theta$ ,  $\beta = \gamma = \frac{(kH_0)}{kH_0} = \cos \theta$  — угловые компоненты волнового вектора  $\mathbf{k}$ . В бесстолкновительной плазме  $\mathbf{U}$  лежит в плоскости  $(\mathbf{k}, \mathbf{H})$ , поэтому для упрощения расчетов принимается, что  $\beta = 0$ . В итоге следует, что

$$|\mathbf{U}| = \frac{c}{n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}} \frac{1}{\cos \psi} = \frac{c}{n_g} \sqrt{1 + \text{tg}^2 \psi},$$

$$\text{tg} \psi = \frac{\sin \theta}{n} \left( \frac{\partial n}{\partial \cos \theta} \right), \quad (\text{I.97})$$

$$\text{tg} \alpha = \text{tg} (\theta - \psi) = \frac{\frac{\partial \omega}{\partial k_x}}{\frac{\partial \omega}{\partial k_z}} = \frac{\text{tg} \theta \frac{\partial (n \cos \theta)}{\partial \cos \theta}}{\frac{\partial (n \cos \theta)}{\partial \cos \theta} - \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial n}{\partial \cos \theta}},$$

где  $\psi$ ,  $\alpha$  — углы между вектором  $\mathbf{U}$  и соответственно векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{H}_0$ , т. е.  $\cos \psi = (\mathbf{kU})/kU$  и  $\cos \alpha = (\mathbf{UH}_0)/UH_0$ . Заметим, что

$$\cos \psi = \left( \sqrt{1 + \frac{\sin^2 \theta}{n^2} \left( \frac{\partial n}{\partial \cos \theta} \right)^2} \right)^{-1},$$

$$n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} = \frac{\partial (\omega n)}{\partial \omega} = n_g. \quad (\text{I.98})$$

Величину  $n_g$  обычно называют групповым коэффициентом преломления.

**1. ВЧ волны.** В диапазоне высокочастотных поперечных электромагнитных волн  $\omega_H < \omega \rightarrow \infty$  (ветви 3, 4, 5 на рис. 1) ( $\omega \gg \Omega_0, \Omega_H, \omega_L$ ) для определения модуля групповой скорости и углов  $\psi$  и  $\alpha$  легко получить из (I.25) следующие значения частных производных коэффициентов преломления  $n_{12}$ , которые входят в (I.97):

$$\left( \frac{\partial n_{12}}{\partial \cos \theta} \right) = \frac{n_{12} (1 - n_{12}^2) \cos \theta \left( \frac{\omega_H}{\omega} \right)^2}{2 \left( 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 - n_{12}^2 \right) + (1 - n_{12}^2) (1 - \cos^2 \theta) n_{12}^2}, \quad (\text{I.99})$$



$$\begin{aligned}
 \left( \frac{\partial n_{12}}{\partial \omega} \right) &= \frac{(1 - n_{12}^2)^2}{n_{12} \omega \left( 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right)} \times \\
 &\times \left\{ 1 - \frac{(1 - n_{12}^2)}{2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2}} \left[ 2 \left( 2 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) - \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \sin^2 \theta \right] \times \right. \\
 &\times \sqrt{\frac{\omega_H^4}{\omega^4} \sin^4 \theta + 4 \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \left( 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right)^2 \cos^2 \theta -} \\
 &\quad \left. - \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \left[ \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \sin^4 \theta - 8 \left( 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \cos^2 \theta \right] \times \right. \\
 &\quad \left. \times \sqrt{\frac{\omega_H^4}{\omega^4} \sin^4 \theta + 4 \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \left( 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cos^2 \theta \right)} \right\}. \quad (I.99)
 \end{aligned}$$

Основное свойство вектора групповой скорости  $\mathbf{U}$  в этом диапазоне частот состоит в том, что его направление может существенно отличаться от направления волнового фронта  $\mathbf{k}$  (Альперт [11, 15]). При различных значениях  $\omega_0/\omega$  и  $\omega_H/\omega$  угол  $\psi$  может изменяться в больших пределах, а именно от  $0$  до  $90^\circ$  [11, 15]. Таким образом, ВЧ волны не всегда «прижимаются» в магнитоактивной плазме к направлению вектора  $\mathbf{H}_0$  внешнего магнитного поля.

2. НЧ волны. Для электронно-свистовых волн (ветвь 2 на рис. 1 и 2) в диапазоне частот  $\omega_L < \omega \lesssim \omega_H$  из (I.42) и (I.97) следует, что в квазипродольном приближении

$$\begin{aligned}
 |\mathbf{U}_2| &= \frac{c}{n_g} \sqrt{1 + \frac{\sin^2 \theta}{4} \frac{\omega_H^2}{(\omega_H \cos \theta - \omega)^2} \frac{\omega_0^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2}}, \\
 \text{tg } \psi &= - \frac{\sin \theta}{2} \frac{\omega_H}{(\omega_H \cos \theta - \omega)} \frac{\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (I.100) \\
 \text{tg } \alpha &= \sin \theta \frac{(\omega_H \cos \theta - 2\omega)}{(\omega_H \cos^2 \theta - 2\omega \cos \theta + \omega_H)} \quad (\omega^2 \ll \omega_0^2), \\
 n_g &= \frac{n^2}{2} \frac{\omega_H \cos \theta}{(\omega_H \cos \theta - \omega)}.
 \end{aligned}$$

Анализ формул (I.100) приводит к следующим важным свойствам НЧ волн. Вектор их групповой скорости лежит всегда между  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{k}$ , т. е.  $\text{tg } \psi < 0$ . Это означает, что

Из рассмотрения (I.109) следует, что вектор  $\mathbf{U}$  быстрой волны, спектр которой  $\omega_1 = \Omega_H \rightarrow \sqrt{\Omega_H^2 + \Omega_0^2}$ , первоначально прижимается к  $\mathbf{H}_0$ . Однако с увеличением частоты знак  $\alpha$  изменяется, и когда  $\omega_1 \rightarrow \Omega_0$ , вектор  $\mathbf{U}$  прижимается к  $\mathbf{k}_0$ . Направление вектора групповой скорости медленной волны ( $\omega_2 = 0 \rightarrow \Omega_H$ ) близко совпадает с  $\mathbf{H}_0$  вплоть до значений угла  $\theta$ , мало отличающихся от  $\pi/2$ .

Приведем здесь также формулы групповой скорости для магнито-звуковых поперечных УНЧ волн. Они образуются в неизотермической плазме в результате трансформации альвеновской модифицированной быстрой волны. При  $T_e \gg T_i$  вместо двух волн (I.36) и (I.41) возникают три ветви волн. Одна из них — обычная медленная альвеновская волна

$$\omega_1 = k_1 V_A \cos \theta. \quad (\text{I.110})$$

Однако вследствие влияния движения электронов образуются две быстрые волны:

$$\begin{aligned} \omega_{23} &= kV_{23}, \\ V_{23}^2 &= \frac{1}{2} [(V_A^2 + v_s^2) \pm \sqrt{(V_A^2 + v_s^2)^2 - 4V_A^2 v_s^2 \cos^3 \theta}]. \end{aligned} \quad (\text{I.111})$$

Их групповые скорости равны

$$\begin{aligned} |\mathbf{U}|_{23} &= \frac{c}{n_{23}} \sqrt{1 + \frac{4V_A^4 v_s^4 \cos^2 \theta \sin^2 \theta}{V_{23}^4 [(V_A^2 + v_s^2)^2 - 4V_A^2 v_s^2 \cos^2 \theta]}}, \\ (\text{tg } \alpha)_{23} &= \text{tg } \theta \frac{V_{23}^2 \sqrt{(V_A^2 + v_s^2)^2 - 4V_A^2 v_s^2 \cos^2 \theta} + 2V_A^2 v_s^2 \cos^2 \theta}{V_{23}^2 \sqrt{(V_A^2 + v_s^2)^2 - 4V_A^2 v_s^2 \cos^2 \theta} - 2V_A^2 v_s^2 \cos^2 \theta}. \end{aligned} \quad (\text{I.112})$$

Видно из (I.112), что для обеих волн вектор  $\mathbf{U}$  не прижимается к вектору  $\mathbf{H}_0$ , а наоборот, отклоняется от него на угол  $\alpha > \theta$ .

## ГЛАВА II

### ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ, ДВИЖУЩИХСЯ В ПЛАЗМЕ

#### § 8. Краткая характеристика решенных теоретических задач и некоторых экспериментов

Теоретические исследования эффектов в окрестности движущихся в плазме тел в общем случае требуют согласованного решения системы кинетических уравнений (I.11) и уравнения Пуассона (I.12) с использованием граничных условий (I.75). Эта система уравнений, как уже указывалось, упрощается, если учесть, что распределение электронов — максвелло-больцмановское (см. (I.16)). Тогда уравнение Пуассона (I.12) можно заменить на (I.17). Однако упрощенная система также весьма сложна. Поэтому достаточно полно проанализированы лишь некоторые классы задач, главным образом, когда уравнения линеаризуются. Обычно линеаризация сводится к наложению ограничений на потенциал возмущенной области плазмы и потенциал тела (требуется, чтобы они были достаточно малыми), или на расстояние от тела (требуется, чтобы оно было достаточно большим). Ряд задач, однако, решен без соответствующих ограничений или только при соблюдении одного из них. В этом случае уравнения уже нелинейного типа. Существенным обстоятельством является также наложение условий на линейный размер тела, его соизмеримость с дебаевским  $D$  и ларморовскими радиусами  $\rho_{Hi}$  и  $\rho_{He}$ . Совокупность задач подобного типа, рассмотренная до настоящего времени для различных скоростей движения тел ( $V_0 \gg v_i$ ,  $V_0 \sim v_i$  и  $V_0 \ll v_i$ ), во многих отношениях создает, как мы увидим ниже, уже довольно стройную картину характера взаимодействия тел с плазмой и эффектов, возникаю-

щих в их окрестности (см. [5, 16]; Альперт [17]; Гуревич, Питаевский, Смирнова [18]; Liu [19]; Singer (Ed.) [21]; Brundin (Ed.) [20]; [165]). Однако существенным недостатком современного состояния теории является отсутствие сколько-нибудь завершеного исследования даже частного характера нестационарных задач, когда в (I.11) и (I.12) учитываются члены  $\partial f/\partial t$ . Хотя получаемые решения явно связаны с дисперсионным уравнением, описывающим спектры волновых процессов в плазме (см. § 12), до настоящего времени возбуждение волн и характер неустойчивости плазмы в окрестности тела еще очень мало исследованы.

Следующие классы задач изучены теоретически наиболее полно.

I. В «нейтральном» приближении, когда траектории движения ионов принимаются прямолинейными, как это происходит для набегающих на тело и отраженных от него нейтральных атомов и молекул (Гуревич [22]). Естественно, что в этом случае потенциал тела  $\varphi_0$ , электрическое поле плазмы  $\mathbf{E} = \text{grad } \varphi(r, \vartheta)$  и внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  не влияют на движение ионов. Несмотря на такое существенное упрощение, ниже будет показано, что в некоторой промежуточной зоне расстояний, а в некоторых условиях и вблизи тела, получаемые в этом приближении результаты хорошо описывают наблюдаемое экспериментально возмущение концентрации заряженных частиц сзади тела, если его потенциал не слишком велик.

II. С учетом влияния внешнего магнитного поля, когда заряженные частицы прецессируют вокруг  $\mathbf{H}_0$ , однако в пренебрежении влиянием электрического поля плазмы и потенциала тела [22]. Соответствующие теоретические результаты также хорошо совпадают в некоторой области расстояний с результатами измерений.

III. В дальней зоне тела на расстояниях  $r \gg \rho_0 V_0/v_i$  с учетом электрического поля, внешнего магнитного поля, а также неизотермичности плазмы, для которой решались линеаризованные задачи (Питаевский [23]; Васьков [24]; Будько [25]). Эта область расстояний еще мало исследована экспериментально, однако, по-видимому, теоретические результаты находятся в хорошем качественном согласии с различными экспериментальными данными.

IV. В ближней зоне тела с учетом влияния электрического поля для случая слабозаряженного тела малого размера ( $\rho_0 \ll D$ ) (Дубовой [26]), а также незаряженного и заряженного тела большого размера ( $\rho_0 \gg D$ ) (см. [18] и Москаленко [27]). В этих случаях решались нелинейные задачи. Результаты этих работ также довольно согласуются с результатами опытов.

Экспериментальные исследования проводились иногда в условиях, близких к случаям, рассмотренным теоретически как с помощью лабораторных установок, так и непосредственно в приземной плазме (на искусственных спутниках и ракетах). Однако большинство этих опытов не ставилось специально в согласии с требованиями теории, и их детальный теоретический анализ не предусматривался. Поэтому в основном представляется возможным лишь качественно сравнивать результаты опытов с теорией, хотя некоторые данные согласуются хорошо и количественно. Затруднения, которые возникают при анализе лабораторных опытов, главным образом состоят в том, что набегавшие на модель (тело) потоки частиц не были достаточно однородными по сечению и имели большой разброс скоростей; неизвестна также степень неизотермичности потоков (отношение  $T_e/T_i$ ) и другие важные их свойства. Поэтому сколько-нибудь точно сравнивать эксперименты с теорией часто невозможно. Опыты, которые проводились на искусственных спутниках и ракетах, усложнены еще и тем, что форма этих тел часто весьма сложная; они имеют дополнительные устройства, которые приводят к появлению дополнительных потоков отраженных частиц, набегающих на измерительный прибор (зонд). Как правило, измерения проводились вблизи поверхности спутника или ракеты, когда дополнительные эффекты наиболее выражены. Наряду с этим существенно влияет на характер возмущения плазмы многокомпонентность ионосферы, которую трудно учесть. Кроме того, играет роль неизотермичность плазмы, которая заметна в ряде областей приземной плазмы. Таким образом, для дальнейшего полноценного теоретического анализа эффектов взаимодействия плазмы с телом важны опыты с телами (ИСЗ) правильной формы (например, шаром) и одновременно выполнение комплекса измерений различных параметров плазмы. Известна из литературы одна

серия лабораторных опытов (Гуревич, Салимов, Бучельникова [169] и Богащенко, Гуревич, Салимов, Эйдельман [28]), которые проводились в соответствии с теоретическими расчетами, выполненными специально для анализа результатов измерений. Это позволило довольно аккуратно сравнивать теорию с экспериментом также количественно. Некоторые из полученных в этих исследованиях данных приводятся ниже. Это направление лабораторных исследований получило интенсивное развитие в ряде работ, опубликованных в последнее время (Астрелин, Богащенко, Бучельникова, Эйдельман [170]; Schmitt [171]).

### § 9. Возмущения плазмы в окрестности быстро движущихся тел ( $V_0 \gg v_i$ )

Рассмотрим первоначально сверхзвуковое обтекание тела потоком нейтральных частиц, когда сзади тела «выметаются» частицы и за ним образуется протяженный разреженный след.

#### *А. Нейтральное приближение*

В этом случае траектории ионов прямолинейные. Отсутствует влияние на их движение электрического и магнитного полей, и задача сводится к решению кинетического уравнения (Гуревич [22])

$$A \frac{\partial f_n}{\partial \mathbf{r}} = A \delta(s), \quad (\text{II.1})$$

определяющего функцию распределения  $f_n(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  и, соответственно, возмущенное распределение концентрации частиц  $N_n(\mathbf{r}, \vartheta)$  в окрестности тела. В (II.1)  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор, проведенный из центра тела в точку наблюдения, и  $\vartheta$  — угол между  $\mathbf{r}$  и осью  $z$ , коллинеарной с направлением скорости движения тела  $\mathbf{V}_0$ . В дальнейшем всюду угол отсчитывается в обе стороны от оси  $z$ , положительное направление которой обратно направлению вектора  $\mathbf{V}_0$ , т. е. сзади тела вдоль оси  $z$  угол  $\vartheta = 0$ , впереди  $\vartheta = \pi$ ; значение  $z$  отсчитывается от центра тела.

Основной особенностью возмущения в рассматриваемом случае является сгущение частиц впереди тела и раз-

режение сзади. Сгущение занимает небольшую область и заметно лишь на расстояниях от тела порядка его линейного размера. Наоборот, разреженный след тела — весьма протяженный и размазывается вдоль оси  $z$  лишь на расстояниях порядка длины свободного пробега частиц. На близких расстояниях от тела распределение концентрации частиц заметно зависит от формы тела. Соответствующие закономерности, иллюстрирующие зависимости  $\frac{N_n(\vartheta, r)}{N_{n0}}$  от  $\frac{z}{\rho_0}$  для тел различной формы с одинаковым сечением  $S_0$ , изображены на рис. 7—9 ( $\rho_0$  — радиус тела). Линии равных значений  $\frac{N_n(\vartheta, r)}{N_{n0}}$ , нанесенные на рис. 9 для шара [22] и эллипсоида (Sawchuk [29]), получены из решения уравнения (II.1). Эти кривые, как и показанные на рис. 7 и 8, рассчитаны для  $a_0 = V_0/v_n = 8$ . Всюду ниже индекс «0» означает невозмущенные значения концентрации частиц. На этих рисунках видно, что вблизи тела при углах  $\arcsin \frac{\rho_0}{r} \lesssim a^{-1}_0$  концентрация частиц падает очень сильно, приближаясь к нулю. Угловое изменение возмущенной концентрации происходит очень быстро на близких расстояниях сзади тела, что видно из рис. 7, на котором изображены зависимости  $\frac{N_n(\vartheta, r = \text{const})}{N_{n0}}$  на расстояниях  $r/\rho_0 = 4, 2, 1$  для шара и эллипсоида. На достаточно больших расстояниях от тела, а именно, если

$$\frac{r}{\rho_0} > \frac{V_0}{v_n}, \quad (\text{II.2})$$

$N_n(\vartheta, r)$  уже мало зависит от формы тела, а только от лобового к вектору  $V_0$  сечения  $S_0$ . Возмущение концентрации частиц довольно хорошо описывается при выполнении (II.2) вдоль оси  $z$  формулой

$$\delta N = \frac{N_n(z, 0) - N_0}{N_{n0}} = \frac{S_0 a_0^2}{\pi z^2} \exp \left[ - \left( a_0^2 \frac{\rho_0^2}{z^2} \right) \right], \quad (\text{II.3})$$

где  $\rho_0 = \sqrt{S_0/\pi}$  — эффективный радиус максимального

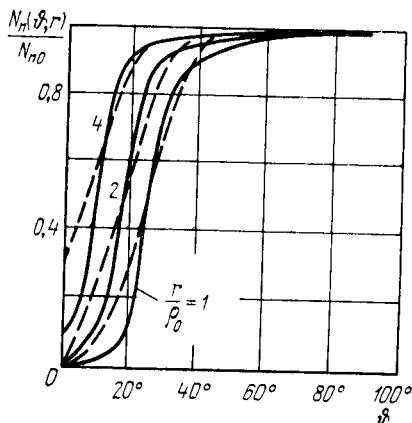


Рис. 7. Угловые зависимости относительной концентрации нейтральных частиц  $N_n$  ( $(\varphi, r)/N_{n0}$  в окрестности быстро движущихся ( $V_0/v_n = 8$ ) шара (сплошные линии) и эллипсоида (пунктир) на различных расстояниях от центра тела.

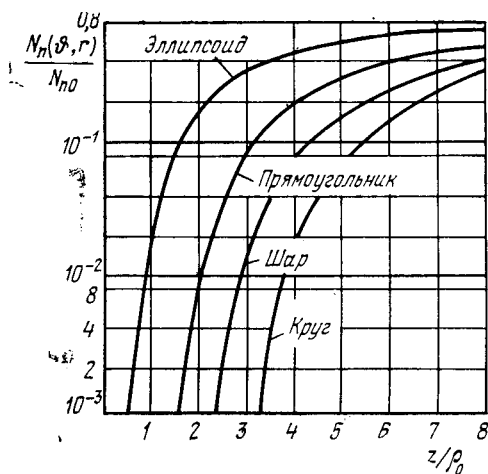


Рис. 8. Зависимости относительной концентрации нейтральных частиц  $N_n$  ( $(\varphi, r)/N_{n0}$  от  $z/\rho_0$  вдоль оси  $z$  сзади быстро движущихся тел с различной формой сечения.



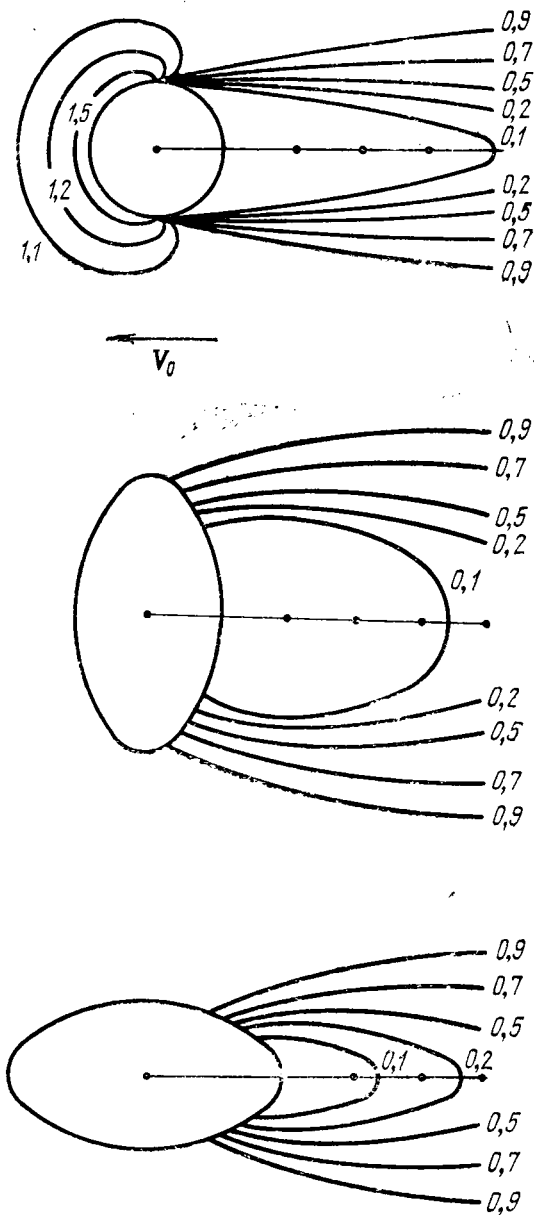


Рис. 9. Линии равных значений относительных концентраций  $N_n(\phi, r)/N_{n0}$  за быстро движущимся шаром и эллипсоидом (см. рис. 7).

сечения тела. В дальней зоне, когда  $\frac{r}{\rho_0} \gg \frac{V_0}{v_i}$ ,

$$\delta N \approx \frac{S_0 a_0^2}{\pi z^2} \quad (\text{II.4})$$

и убывает как  $1/z^2$ .

Нейтральное приближение для определения концентрации ионов  $N_i(\vartheta, r)$  пригодно в различных условиях в некоторой промежуточной зоне расстояний от тела, а именно при

$$\rho_0 \frac{V_0}{v_i} \gg r \leq \rho_{Hi} \frac{V_0}{v_i}. \quad (\text{II.2a})$$

Ближе этой зоны начинает постепенно сказываться влияние электрического поля. На расстояниях  $r > \rho_{Hi} V_0 / v_i$  значительно влияет внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$ , и структура возмущения становится квазипериодической (см. ниже), а в дальней зоне при  $r \gg \rho_0 V_0 / v_i$  проявляется весьма существенно влияние электрического поля и усложняются угловые зависимости  $N_i(\vartheta, r)$ . Естественно, что условие (II.2a) имеет смысл, лишь если  $\rho_{Hi} >$  или  $\gg \rho_0$ , что осуществляется в приземной плазме и не всегда имеет место в лабораторных опытах. В неизотермической плазме, при  $T_e \gg T_i$  влияние электрического поля усиливается и применимость нейтрального приближения более ограничивается.

Некоторые результаты опытов, иллюстрирующие применимость теории нейтрального приближения для определения угловой зависимости концентрации заряженных частиц, приведены на рис. 10—12. На рис. 10 показано отношение измеренного потока электронов  $J_e$  на зонд, помещенный на расстоянии  $5\rho_0$  от центра ИСЗ «Ариэль-1», к невозмущенному потоку электронов  $J_{e0}$  ( $J_e/J_{e0} \approx N_e/N_{e0}$ ) (Bowen и др. [30]; Samir, Willmore [31]; Henderson, Samir [32]). Форма этого спутника была близка к шару, однако он имел сложную структуру поверхности, которая, по-видимому, главным образом и объясняет большой разброс результатов измерений. В несколько сглаженном виде они представлены на рис. 10 (точки и жирная кривая). Пунктирной кривой приведены результаты расчета  $N_i(\vartheta, r)/N_{i0}$  в нейтральном приближении для среднего

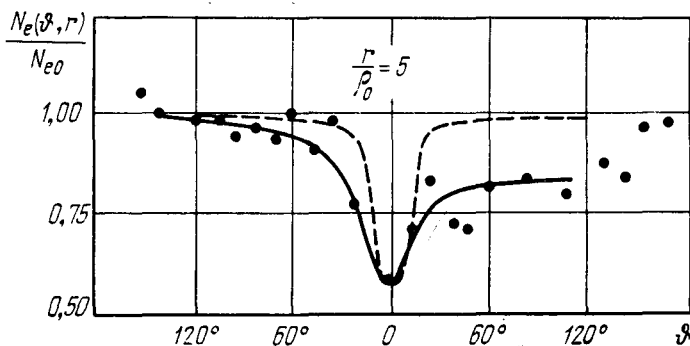


Рис. 10. Угловые зависимости относительной концентрации электронов  $N_e(\varphi, r)/N_{e0}$ , полученные в опытах на ИСЗ «Ариэль-1» (точки и сплошная линия) на расстоянии от центра тела  $r/\rho_0 = 5$ . Пунктиром нанесена теоретическая кривая  $N_n(\varphi, r)/N_{n0}$ .

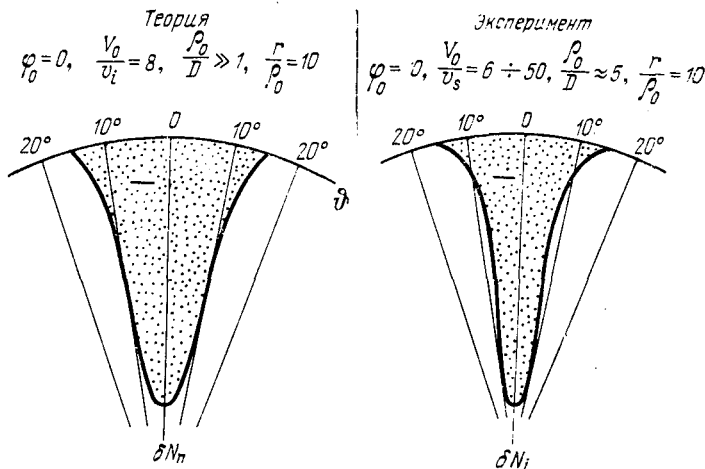


Рис. 11. Угловая зависимость возмущений концентраций ионов  $\delta N_i(\varphi, r) = \frac{N_i(\varphi, r) - N_{i0}}{N_{i0}}$  (эксперимент в лабораторных условиях) и нейтральных частиц  $\delta N_n(\varphi, r)$  (теория) сзади обтекаемого быстро движущимся потоком частиц тела.

значения  $a_0 = V_0/v_i$ , соответствующего условиям опытов (см. [18]). Вследствие значительного изменения ионного состава и температуры с высотой значительно изменялось в этих опытах значение  $a_0$ , что в свою очередь усложняет теоретический анализ результатов измерений. С учетом указанных обстоятельств видно удовлетворительное соответствие результатов опытов и расчетов. Важным является почти точное совпадение минимальных значений  $N_e(\vartheta, r)$  и  $N_n(\vartheta, r)$  при  $\vartheta = 0$ .

Результаты лабораторных измерений (Clyden, Hurdle [33]) угловой зависимости  $\delta N_i(\vartheta, r) = (N_i(\vartheta, r) - N_{i0})/N_{i0}$  при  $\varphi_0 = 0$  и соответствующая теоретическая кривая  $\delta N_n(\vartheta, r)$ , приведенные на рис. 11, также довольно хорошо совпадают между собой. Теоретическая зависимость  $\delta N_i(\vartheta, r)$  построена на этом рисунке по данным работы [18].

Следует здесь отметить, что в дальнейшем мы часто используем для наглядности изображение угловых зависимостей, как это сделано на рис. 11. На этих рисунках линия в виде дуги соответствует нулевому уровню  $\delta N = 0$ . Выше дуги отложены в зависимости от  $\vartheta$  значения  $\delta N_i > 0 (+)$ , ниже нее — значения  $\delta N_i < 0 (-)$ , угол  $\vartheta$  отсчитывается сзади тела по обе стороны от направления —  $V_0$ .

Более точное количественное сравнение результатов лабораторных опытов с теоретическими расчетами дано, как уже отмечалось выше, в работе [28]. На рис. 12 приведены кривые, заимствованные из [28], на которых представлены зависимости  $N_i(y, z = \text{const})/N_{i0}$ , полученные в этих опытах. Измерения проводились в намагниченной плазме с набегающим на диск потоком ионов (ось  $y$  перпендикулярна оси  $z$  и лежит в плоскости диска). В работе [170] исследовано обтекание плазмой пластинки, полуплоскости и цилиндра, изучено подобие при обтекании тел разного размера и проведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов аналогично тому, как это сделано в работе [28]. Кривые на рис. 12 соответствуют условиям опытов, когда  $V_0/v_i \approx 2$  и  $\rho_{H1}/\rho_0 \approx 1,5$ . Кривые 1 построены по результатам расчетов в нейтральном приближении, а кривая 2 — с учетом электрического поля, точками даны результаты измерений. Видно, что при  $z/\rho_0 = 2$  нейтральное приближение

плохо описывает результаты опытов в теневой области тела  $z/\rho_0 \leq \pm 1$ , а уже на расстоянии  $z/\rho_0 = 2,8$  совпадение хорошее при всех значениях  $y$ . По данным этих

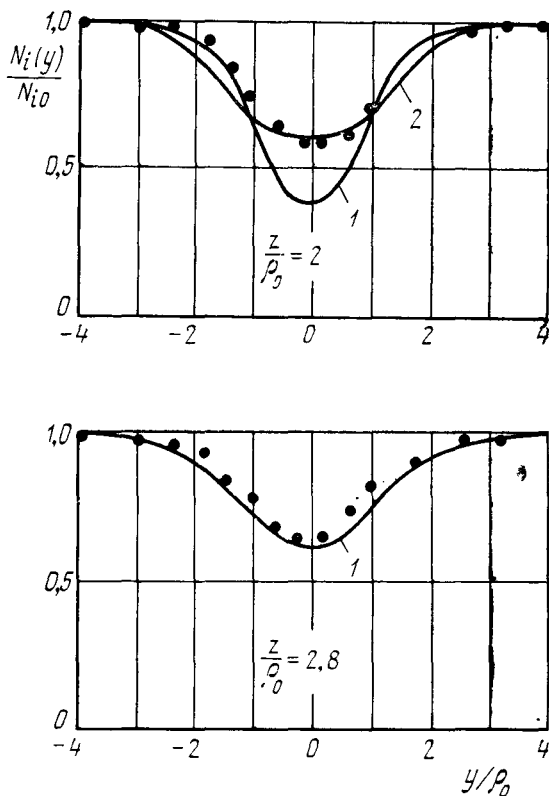


Рис. 12. Зависимости относительной возмущенной концентрации ионов  $N_i(y)/N_{i0}$  сзади обтекаемого быстро движущимся потоком тела на различных от него расстояниях вдоль оси ( $y \perp z$ , точки — эксперимент, 1, 2 — теоретические кривые).

опытов нейтральное приближение пригодно до  $z/\rho_0 \approx \approx 4 \div 5$ . Дальше начинает проявляться влияние магнитного поля, однако учитывать влияние электрического поля, по-видимому, необходимо лишь при  $z/\rho_0 \gtrsim 18 \div 20$ , т. е. когда  $z/\rho_0 \gtrsim (9 \div 10) V_0/v_i$ .

### Б. Влияние внешнего постоянного магнитного поля

При наличии внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  частицы прецессируют вокруг вектора  $\mathbf{H}_0$ , траектории их движения усложняются. Легко, однако, понять, что влияние магнитного поля должно проявиться лишь на расстояниях  $z \gtrsim \rho_{Hi} V_0 / v_i$ , что будет видно из дальнейшего. Для тела кругового сечения, движущегося вдоль магнитного поля ( $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{V}_0$ ), концентрации ионов на оси  $z$  сзади тела ( $\phi = 0$ ) хорошо описываются без учета влияния потенциала тела, электрического поля и соударений с помощью формулы (см. [22])

$$\frac{N_i(z, 0)}{N_{i0}} \approx \exp\left(-\frac{\rho_0^2}{4\rho_H^2 \sin^2\left(2\pi \frac{z}{2\Lambda_z}\right)}\right). \quad (\text{II.5})$$

Видно, что концентрация зарядов изменяется периодически вдоль оси  $z$  с пространственным периодом

$$\Lambda_z = 2\pi\rho_{Hi} \frac{V_0}{v_i} = 2\pi \frac{V_0}{\Omega_{Hi}}. \quad (\text{II.6})$$

Поскольку случай  $\mathbf{V}_0 \parallel \mathbf{H}_0$  является особым, то в отсутствие соударений возмущение концентрации  $\delta N_i$  не убывает с расстоянием: ионы движутся в этом случае по спиральям вдоль  $\mathbf{H}_0$  и разреженная область — след тела — не заполняется частицами, она имеет цилиндрическую форму. При учете соударений постепенно начинает размываться осцилляторный характер следа, его структура становится квазипериодической и сам след исчезает на расстояниях порядка длины свободного пробега частиц. Легко также заметить, что когда

$$\frac{z}{2\Lambda_z} = \frac{z}{2\rho_{Hi}a_0} \ll 1, \quad \sin \frac{2\pi z}{2\Lambda_z} \approx \frac{z}{2\rho_{Hi}a_0}, \quad (\text{II.7})$$

то из формулы (II.7) следует, что

$$\delta N_i \approx \frac{\rho_0^2 a_0^2}{z^2} = \frac{S_0 a_0^2}{\pi z^2}. \quad (\text{II.8})$$

Таким образом, в ближней зоне тела возмущение концентрации ионов убывает как  $1/z^2$  и исчезает влияние

магнитного поля — действует формула нейтрального приближения; формула (II.8) совпадает с (II.4). Это обстоятельство уже отмечалось выше.

При движении нормально к магнитному полю ( $V_0 \perp H_0$ ) более простой вид имеют формулы для прямоугольной пластинки. Так как при  $V_0 \perp H_0$  для круглой пластинки отсутствует осевая симметрия, формулы очень сложны. Для пластинки  $S_0 = 4\rho_x\rho_y$  (см. [16, 22])

$$\frac{N_i(z, 0)}{N_{i0}} = \exp \left[ 1 - \Phi \left( \frac{a_0 \rho_x}{z} \right) \Phi \left( \frac{\rho_y}{2\rho_{Hi}} \left\{ \sin \frac{z}{2a_0 \rho_{Hi}} \right\}^{-1} \right) \right], \quad (\text{II.9})$$

где

$$\Phi(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\alpha e^{-x^2} dx \quad (\text{II.10})$$

— функция вероятностей. Мы видим, что при  $V_0 \perp H_0$  возмущение концентрации ионов также изменяется периодически, однако, в отличие от случая  $V_0 \parallel H_0$ ,  $\delta N_i$  убывает с расстоянием и при отсутствии соударений, но медленнее, чем в нейтральном приближении, а именно, в среднем, как  $1/z$ . На рис. 13 для сравнения приведены зависимости  $\delta N_i$ , описываемые формулами (II.3), (II.5) и (II.9).

Квазипериодическая структура следа тела была предсказана теоретически [22] и наблюдалась затем в работе Barret [34]. Однако впервые в экспериментах, процитированных выше [28], сделано количественное сравнение теоретических расчетов с результатами измерений с учетом влияния соударений на температуру ионов. Результаты двух серий измерений  $\frac{J_i(0, z)}{J_{i0}} \approx \frac{N_i(0, z)}{N_{i0}}$  приведены на рис. 14 для  $V_0/v_i \approx 2$  и 2,6 и  $\rho_{Hi} \approx 0,4$  и 0,2 см. В верхней части рисунка заметно полное согласие опыта (точки) с теорией (сплошные линии). В нижней же части рисунка, которая соответствует измерениям с увеличенным примерно вдвое магнитным полем, периодичность следа хорошо согласуется с теорией, однако экспериментальные значения больше теоретических. Эта закономерность подтверждается в этих опытах в различных сериях измерений. Указанный характер расхождения

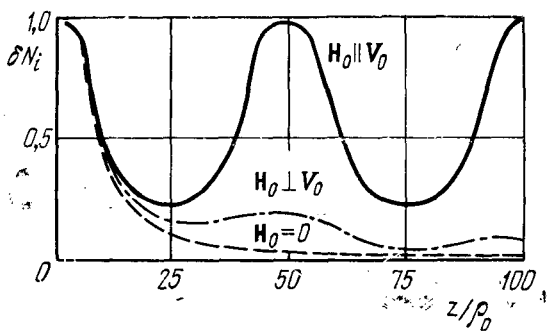


Рис. 13. Теоретические зависимости возмущения концентрации ионов  $\delta N_i$  сзади быстро движущегося в плазме тела нормально и параллельно вектору постоянного магнитного поля  $H_0$  и при  $H_0 = 0$ .

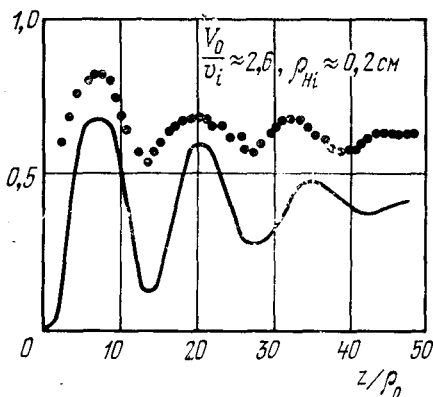
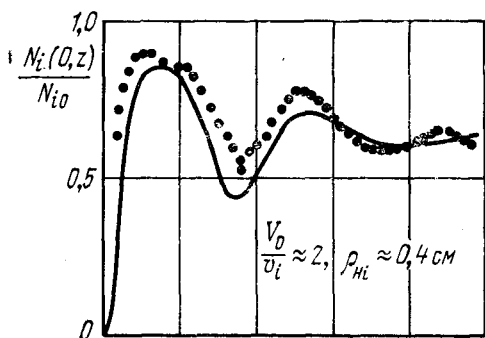


Рис. 14. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные линии) зависимости отношений концентраций ионов  $N_i(0, z)/N_{i0}$  вдоль оси  $z$  сзади обтекаемого быстро движущимся потоком тела.



теории с экспериментом растет с увеличением значения  $\rho_0/\rho_{Hi}$ . Авторы [28] полагают, что поскольку в магнитном поле из-за воздействия электрического поля концентрация ионов возрастает вдоль оси  $z$  [23, 24], в расчетах, начиная с некоторых значений  $H_0$ , необходимо учитывать влияние электрического поля. С ростом  $\rho/\rho_{Hi}$  увеличивается разрежение следа тела, и роль электрического поля возрастает.

### *В. Влияние электрического поля*

В плазме в окрестности движущегося тела возникает электрическое поле  $E(\vartheta, r)$  вследствие отличия траекторий движения ионов и электронов. Это приводит к различию их концентраций  $N_e(\vartheta, r) \neq N_i(\vartheta, r)$ . Само собой разумеется, что потенциал тела  $\varphi_0$  также вызывает электрическое поле, и именно этот источник поля в ряде случаев является решающим в формировании структуры возмущения плазмы. Естественно, что роль электрического поля должна быть большой до границы области дебаевской экранировки, а также в дальней зоне тела, где плазма квазинейтральна:  $N_e \approx N_i$ . Связано это с тем, что на больших расстояниях, из-за малости возмущения концентрации частиц  $\delta N$ , относительное влияние поля увеличивается и, как мы увидим ниже, возмущение плазмы имеет сложную структуру—угловые зависимости  $N_i(\vartheta, r)$  более сложны, чем вблизи тела. Кроме того, вдали от тела усиливается роль внешнего магнитного поля. Наоборот, в непосредственной близости от тела сзади, в области сильного разрежения, структура возмущения становится более простой и в некоторой зоне возмущение вообще описывается хорошо с помощью нейтрального приближения. Большую роль в формировании возмущения плазмы, в комбинации с влиянием электрического поля, играет также относительный размер тела  $\rho_0/D$ ; с уменьшением размера тела усиливается относительное влияние его потенциала, и в ближней зоне возникают эффекты, аналогичные тем, которые наблюдаются при больших потенциалах большого тела на больших от него расстояниях. Аналогичную роль играет неизотермичность плазмы ( $T_e \neq T_i$ ).

Целесообразно здесь сделать следующее замечание. Часто в литературе при описании эффектов, возникающих

в плазме около быстро движущихся тел, употребляют установившуюся в газодинамике терминологию. Например, о следе сзади тела говорят как о конусе Маха. Вместе с тем, даже простая аналогия между конусом Маха, который наблюдается в «сплошном газе» и имеет гидродинамическую природу, и следом тела в плазме носит чисто формальный характер; можно сказать, что эта аналогия «геометрического» типа. В отличие от конуса Маха, который имеет резкие границы, структура следа тела в плазме — кинетической природы и существенно зависит от влияния электрического поля. След имеет достаточно размытые границы, что связано с влиянием затухания ионно-звуковых волн. В ряде случаев след имеет многолепестковую структуру — области разрежения и сгущения частиц и т. п. Таким образом, как по своей природе, так и по своей структуре след тела в плазме существенно отличается от конуса Маха. Можно также отметить, что в газодинамике характерной особенностью является возникновение ударных волн впереди тела, что не происходит в рассматриваемых нами явлениях. Поэтому нецелесообразно и физически неправильно употреблять здесь гидродинамическую терминологию и называть след быстро движущегося в плазме тела конусом Маха.

Автору представляется, что соответствующая терминология приводит к путанице в физическом понимании различного типа явлений.

Прежде чем перейти к более подробному описанию рассматриваемых в этом разделе явлений, коротко укажем на общие и основные их особенности.

1. В непосредственной близости от поверхности тела под влиянием электрического поля концентрация заряженных частиц значительно больше ожидаемой в нейтральном приближении. Угловая же зависимость  $N(\vartheta, r)$  качественно совпадает с формой  $N_n(\vartheta, r)$  для нейтральных частиц.

2. Сзади тела происходит фокусировка заряженных частиц. Область максимального разрежения лежит по обе стороны от оси на конической поверхности с углом раствора  $\vartheta_{\max} \sim \arcsin(v_i/V_0)$  или  $\vartheta_{\max} = \arcsin(v_s/V_0)$  ( $v_s = \sqrt{\kappa T_e/m}$  — скорость неизотермического звука).

3. Фокусировка в окрестности оси тела становится в ряде случаев настолько сильной, что концентрация  $N_i(\varphi, r)$  превышает в некотором створе углов  $\Delta\varphi$  концентрацию невозмущенной плазмы  $N_0$ , т. е.  $\delta N > 0$  — появляется область сгущения частиц.

4. Указанные в (II.3) эффекты фокусировки, обусловленные влиянием потенциала тела и неизотермичностью плазмы, для малых тел усиливаются. В различных опытах установлено, что  $\delta N > 0$  уже при значениях  $\varphi \approx 1-2$  в.

5. С удалением от тела, на достаточно далеких от него расстояниях, сзади тела (сбоку от оси) могут возникать две области сгущения. В этом случае наблюдаются одна или три области разрежения.

6. Указанные эффекты возможны как при наличии, так и отсутствии внешнего магнитного поля  $H_0$ . Под влиянием магнитного поля структура возмущения сглаживается в дальней зоне и становится несимметричной относительно оси вращения, если вектор скорости  $V$  составляет угол  $\theta \neq \pi/2$  с  $H_0$ .

1. Ближняя зона:  $r <, \ll \rho_0 \frac{V_0}{v_i}$  для большого тела ( $\rho_0 \gg D$ );  $r <, \ll D \frac{V_0}{v_i}$  для малого тела ( $\rho_0 \ll D$ ).

Теоретические формулы, учитывающие влияние электрического поля, весьма сложны и обычно выражаются через интегралы. Поэтому результаты решения различных задач становятся обозримыми лишь с помощью численных расчетов. В ряде случаев вообще используется численное решение дифференциальных уравнений движения частиц и уравнения Пуассона, и результаты представляются не аналитически, а лишь в графическом виде. Однако для некоторых частных случаев все же удается получить достаточно простые формулы. Это позволяет сравнивать непосредственно результаты опытов с теорией, если условия опытов соответствуют ограничениям теории, или, наоборот, если постановку опытов подчинить условиям, которым удовлетворяют формулы.

Для бесконечно длинного круглого цилиндра с радиусом  $\rho_0 \gg D$ , движущегося в изотермической плазме в направлении нормали к его оси, в области, близкой к поверхности цилиндра, возмущенное значение концентрации

имеет довольно простой вид [18]:

$$\frac{N(r, \vartheta)}{N_0} = A \left( \frac{T_e}{T_i} \right) \left\{ \exp \left[ - \frac{V_0}{v_s} \left( \pi - \vartheta - \arcsin \frac{\rho_0}{r} \right) - \frac{1}{2} \left( \pi - \vartheta - \arcsin \frac{\rho_0}{r} \right)^2 \right] + \alpha \exp \left[ - \frac{V_0}{v_s} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left( \pi - \vartheta + \arcsin \frac{\rho_0}{r} \right) - \frac{1}{2} \left( \pi - \vartheta + \arcsin \frac{\rho_0}{r} \right)^2 \right] \right\}, \quad (\text{II.11})$$

где  $A(T_e/T_i) = 0,7 \rightarrow 0,4$  при  $T_e/T_i = 1 \rightarrow \infty$ , а  $\alpha = 1$  или  $0$  в зависимости от того, составляет ли радиус-вектор с направлением  $-V_0$  угол

$$\vartheta > \frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{\rho_0}{r} \quad \text{или} \quad \vartheta < \frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{\rho_0}{r};$$

т. е. лежит ли точка наблюдения выше или ниже тени цилиндра — касательных к сечению цилиндра и параллельных вектору  $V_0$ .

На оси ( $\vartheta = 0$ ) сзади круглого диска радиуса  $\rho_0 \gg D$

$$\frac{N(z, 0)}{N_0} = A \left( \frac{T_e}{T_i} \right) \frac{\sqrt{2\pi}\rho_0}{\sqrt{z^2 + \rho_0^2}} \frac{T_e}{T_i} \left[ \frac{V_0}{v_s} + \frac{z}{\rho_0} + \arctg \left( \frac{\rho_0}{z} \right) \right] \times \\ \times \exp \left[ - \frac{V_0}{v_s} \arctg \frac{\rho_0}{z} - \frac{1}{2} \left( \arctg \frac{\rho_0}{z} \right)^2 \right], \quad (\text{II.12})$$

где  $A(T_e/T_i)$  изменяется в тех же пределах, что и в формуле (II.11).

Простые формулы также получаются для изотермической плазмы и слабозаряженных тел малого размера ( $\rho_0 \ll D$ ), т. е., строго говоря, для точечных зарядов  $Q = \varphi_0 \rho_0$ ,  $Q < 0$  при выполнении условий:

$$b = \frac{e|Q|}{\kappa T} \frac{v_i}{V_0} \frac{1}{D} = \frac{e|\varphi_0|}{\kappa T} \frac{\rho_0}{D} \frac{v_i}{V_0} \ll 1, \\ \frac{e|\varphi_0|}{\kappa T} \sim \frac{V_0}{v_i}. \quad (\text{II.13})$$

В этом случае (см. [26]) на расстояниях

$$\frac{r}{D} \ll, \leq \frac{V_0}{v_i} \quad (\text{II.14})$$

возмущение концентрации ионов  $\delta N_i$  равно

$$\delta N_i(r_1\vartheta) = \frac{N_i(r_1\vartheta) - N_0}{N_0} = \frac{e|\varphi_0|}{\kappa\Gamma} \frac{\rho_0}{r} F\left(\frac{V_0}{v_i}, \sin\vartheta\right), \quad (\text{II.15})$$

где асимптотически сзади тела

$$F\left(\frac{V_0}{v_i}, \sin\vartheta\right) = -2,2 \left\{ I_m \left[ \left( \frac{V_0}{v_i} \sin\vartheta \right)^2 + 0,6 + 0,87i \right]^{-3/2} \right\}. \quad (\text{II.16})$$

В (II.16)  $I_m$  обозначает мнимую часть выражения в квадратных скобках. Поле внутри дебаевской экранировки ( $r \ll D$ ) — кулоновское, т. е.

$$\varphi(r) = -\frac{|Q|}{r} = -|\varphi_0| \frac{\rho_0}{r}, \quad (\text{II.17})$$

и, соответственно, возмущение концентрации электронов

$$\delta N_e(r) = -\frac{e|\varphi_0|}{\kappa\Gamma_e} \frac{\rho_0}{r}. \quad (\text{II.18})$$

На больших расстояниях, а именно для  $r \lesssim D$ ,

$$\varphi(r) = -|\varphi_0| \frac{\rho_0}{r} e^{-r/D}, \quad \delta N_e(r) = -N_{e0} \frac{e|\varphi(r)|}{\kappa\Gamma}. \quad (\text{II.19})$$

Расчитанная по формуле (II.14) зависимость  $\frac{N_e(\vartheta, r)}{N_{e0}}$  изображена на рис. 15 [18], где она сравнивается с результатами измерений [30—32] на поверхности спутника «Ариэль-1», который имел примерно шарообразную форму. В расчетах выбрано среднее значение  $V_0/v_i$ , удовлетворяющее условиям опытов. В общем наблюдается довольно хорошее не только качественное, но и количественное согласие теории с экспериментом. Следует отметить, что измеренное в опытах, в близком согласии с теорией, минимальное значение  $\frac{N_e(0, r)}{N_{e0}} \sim 10^{-2}$  при  $\vartheta = 0$ , превышает примерно на три порядка соответствующее значение  $\frac{N_n(0, r)}{N_{n0}} \sim 10^{-5}$ , которое получается в этих условиях по формулам нейтрального приближения. В этом, как уже

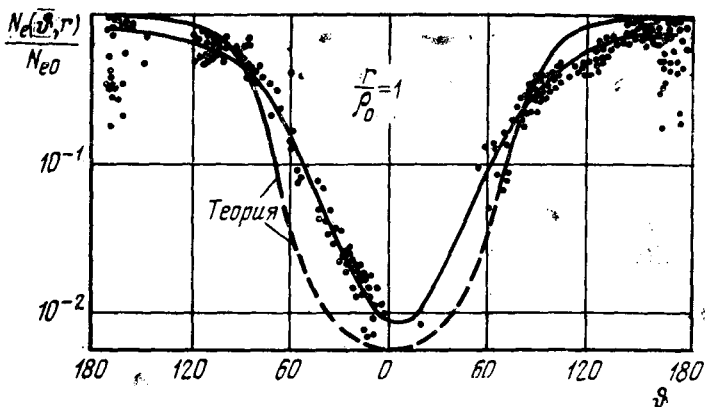


Рис. 15. Угловая зависимость электронной концентрации  $N_e(\varphi, r)/N_{e0}$  около поверхности ( $r/\rho_0 = 1$ ) ИСЗ «Ариэль-1» (точки и кривая). Теоретическая кривая рассчитана с помощью формулы (II.11), пунктир соответствует интервалу углов  $\varphi = \pm 60^\circ$ , где (II.11) менее справедлива.

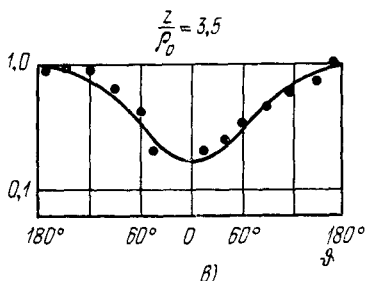
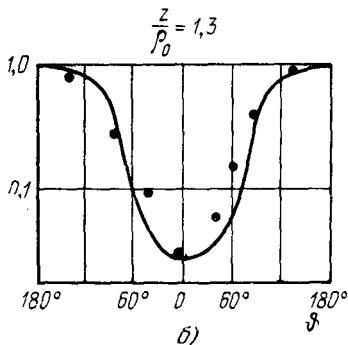
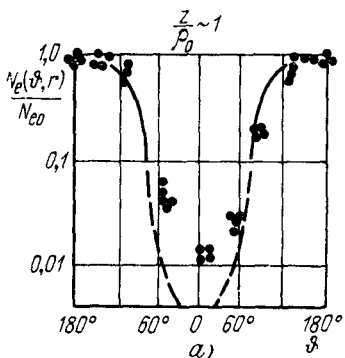


Рис. 16. Сравнение результатов измерений электронной концентрации  $N_e(\varphi, r)/N_{e0}$  на ИСЗ «Эксплорер-31» (точки) с результатами теоретических расчетов.

отмечалось выше, проявляется существенное влияние электрического поля вблизи тела.

Аналогичные результаты сравнения теории с экспериментальными данными (см. [18]) приведены на рис. 16—результаты измерений на спутнике «Эксплорер-31» (см. [35]), который имел форму восьмигранного параллелепипеда. Рис. 16, *a* соответствует условиям, когда измеряемая концентрация электронов близка к концентрации ионов, поскольку преобладающим в ионосфере является только один сорт ионов (ионы кислорода  $O_1^+$ ) и  $\frac{V_0}{v_i} \approx \frac{V_0}{v_i(O_1^+)} \approx 5$ . В этом случае справедлива формула (II.12). Как видно из рис. 16, получается хорошее согласие между опытом и теорией. Однако в опытах в других условиях в составе ионосферы преобладали протоны ( $H_1^+$ ), для которых  $a_0 = \frac{V_0}{v_i(H_1^+)} \approx 1,2$ , т. е. примерно в 4 раза меньше, чем при измерениях, результаты которых изображены на рис. 16, *a*, когда относительное содержание  $O_1^+$  составляло 99%. Если преобладают ионы  $H_1^+$ , влияние электрического поля на движение ионов значительно ослабляется из-за уменьшения  $a_0$  и его можно не учитывать при анализе результатов измерений на границе максимального разрежения, где становятся примерно одинаковыми значения  $N_e$  и  $N_i$ . В работе [18] эта граница характеризуется углом  $\psi_0$ , под которым она видна в точке, где расположены соответствующие зонды. Для указанных опытов авторы [18] выбрали угол  $\psi \approx 45^\circ$ ; по-видимому, это значение  $\psi_0$  может быть универсальным во многих опытах. В итоге в указанных случаях, когда относительное значение протонов было выше 30%, в работе [18] для указанных выше условий рекомендуется следующая приближенная формула нейтрального приближения, определяющая концентрацию плазмы вблизи тела:

$$\frac{N(\vartheta)}{N_0} \approx \left\{ \frac{N(O_1^+)}{N_0} + 1 + \Phi \left[ \frac{V_0}{v_i(O_1^+)} - \cos \varphi_0 \cos \vartheta \right] \right\} + \left\{ \frac{N(H_1^+)}{N_0} + 1 + \Phi \left[ \frac{V_0}{v_i(H_1^+)} - \cos \varphi_0 \cos \vartheta \right] \right\}, \quad (\text{II.20})$$

где  $\Phi$  — функция вероятностей (II.10). На рис. 16, б, в изображены два случая сравнения результатов измерений (точки) с теоретическими кривыми, рассчитанными по (II.20) для относительных значений  $N_1^+$ , равных 0,23

$$\varphi_0 = 0, \frac{V_0}{v_i} \approx 8, \frac{\rho_0}{D} \gg 1, \frac{r}{\rho_0} = 4,5, \frac{T_e}{T_i} = 4$$

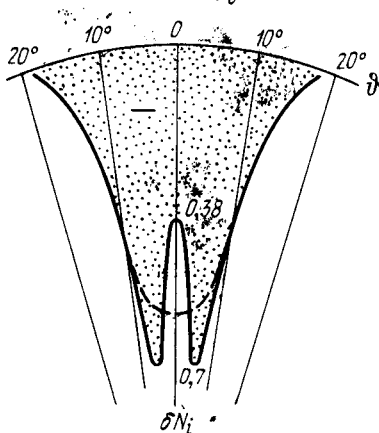


Рис. 17. Теоретические угловые зависимости возмущения концентрации ионов  $\delta N_i$  в неизотермической плазме ( $T_e/T_i = 4$ , сплошная кривая) и в изотермической плазме ( $T_e/T_i = 1$ , пунктир), сзади быстро движущегося тела.

сировки частиц около оси тела. Соответствующая теоретическая зависимость возмущения концентрации  $\delta N_i(\vartheta)$  для  $T_e/T_i = 4$  и  $r/\rho_0 = 4,5$ , показанная на рис. 17, построена по данным работы [18]. Из рис. 17 следует, что при  $\vartheta = 0$  разрежение ионов примерно вдвое меньше, чем сбоку (пунктиром нанесена кривая для  $T_e = T_i$ ). Экспериментальная зависимость  $\delta N_i(\vartheta)$ , приведенная в верхней части рис. 18 по данным лабораторных опытов (Скворцов, Носачев [36]), иллюстрирует этот же эффект и качественно хорошо согласуется с теоретической кривой рис. 17. По оценкам, сделанным в [37] (Будько), в этих измерениях  $T_e/T_i \sim 5$ . В нижней части рис. 18 по результатам этих же опытов для другого случая [36]

и 0,94 на расстояниях от центра тела  $z/\rho_0 \approx 1,3$  и 3,5. Видно хорошее согласие формулы (II.20) с результатами измерений даже на довольно большом расстоянии от тела, когда преобладали протоны и  $V_0/v_i (N_1^+) \approx 1,2$ . В последнее время было исследовано влияние электрического поля на движение ионов в многокомпонентной плазме (см. Гуревич, Парийская, Питаевский [175]). Показано, что результаты этих расчетов довольно хорошо согласуются с формулой (II.20) квазинейтрального приближения.

В неизотермической плазме в ближней зоне тела, при удалении от его поверхности, постепенно возрастает эффект фоку-



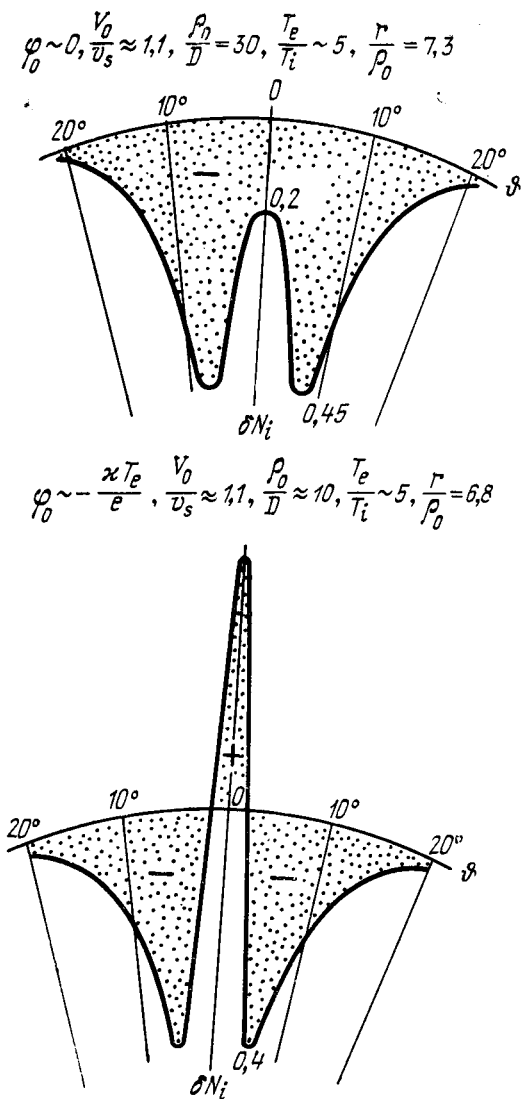


Рис. 18. Экспериментальные угловые зависимости возмущения концентрации ионов  $\delta N_i$  сзади обтекаемого быстро движущимся потоком частиц тела, полученные в лабораторных условиях.

построена угловая зависимость  $\delta N_i(\vartheta)$ , которая показывает, что фокусировка частиц была настолько сильной, что  $\delta N_i > 0$ : возмущенное значение ионной концентрации  $N_i$  становится больше  $N_0$ . В более ранних опытах уже наблюдались значения  $\delta N_i > 0$  ([33]; Hall, Kemp, Sellen [38]), а еще ранее этот эффект был предсказан теоретически (Москаленко [39]). Однако из рис. 18 видно, что в рассматриваемых экспериментах приведенные результаты измерений в верхней и нижней его части отличаются по условиям опыта лишь тем, что относительный размер тела  $\rho_0/D$  во втором случае был в три раза меньше, чем в первом, потенциал же тела в обоих сериях измерений был очень мал, так как  $\kappa T/e$  составляло лишь малые доли вольта ( $\sim 10^{-2}$ ,  $10^{-3}$  в). Возможно, что именно относительное уменьшение размера тела и объясняет усиление эффекта фокусировки в рассматриваемых опытах. Действительно, теоретически для очень малых тел ( $\rho_0 \ll D$ ) показано, что эффект фокусировки усиливается ([26]). Так, на расстояниях  $r \sim D$ , как это видно из рис. 19, вообще нет разрежения частиц ( $\delta N > 0$ ). Лишь с увеличением расстояния постепенно появляются области разрежения, которые становятся значительными на больших расстояниях от тела (см. ниже). В одной из последних экспериментальных работ (Hester, Sonin [40]) детально прослежена эволюция угловой зависимости  $\delta N_i(r, \vartheta)$  за шаром двух размеров:  $\rho_0/D = 14$  и  $\rho_0/D = 1,8$ . Потенциал тел в этих опытах также составлял лишь доли вольта. Некоторые результаты этих измерений приведены на рис. 20 и 21. Они показывают, что на расстояниях от тела  $r/\rho_0 \sim V_0/v_s$ , как и на рис. 19, наблюдается положительная фокусировка ионов  $\delta N_i > 0$ . При этом угловые зависимости  $\delta N_i(r, \vartheta)$  при  $\frac{r}{\rho_0} > \frac{V_0}{v_s}$  усложняются и близко похожи на соответствующие теоретические зависимости, рассматриваемые в следующем разделе для дальнейшей зоны тела  $\frac{r}{\rho_0} \gg \frac{V_0}{v_i}$ .

Этот эффект фокусировки, естественно, приводит к сложному распределению самого электрического поля плазмы около тела. Соответствующие результаты расчетов для большого тела ( $\rho_0/D = 50$ ) показаны на рис. 22, на котором нанесены линии равного потенциала (они

$$\rho_0 \ll D, \frac{V_0}{v_s} = 8, \frac{T_e}{T_i} = 1$$

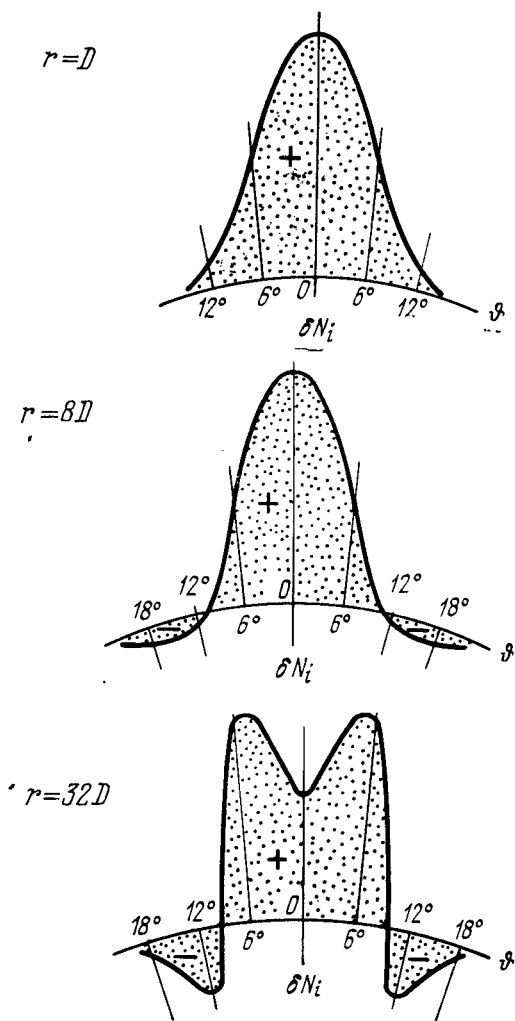


Рис. 19. Теоретические угловые зависимости возмущения концентрации ионов  $\delta N_i(\vartheta, r)$  сзади быстро движущегося точечного заряда на различных от него расстояниях  $r$ .

$$\frac{e\varphi_0}{kT} = -3,5, \quad \frac{V_0}{u_s} = 8, \quad \frac{r_0}{D} = 1,8, \quad T_e \gg T_i$$

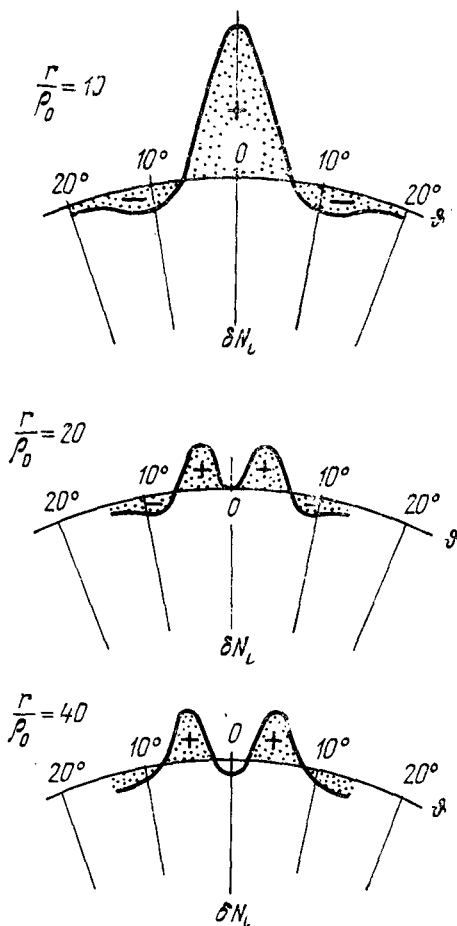


Рис. 20. Экспериментальные угловые зависимости возмущения концентрации ионов  $\delta N_i$  ( $\vartheta, r$ ) сзади заряженного обтекаемого быстро движущимся потоком частиц тела ( $\varphi_0 \neq 0$ ) на различных от него расстояниях.

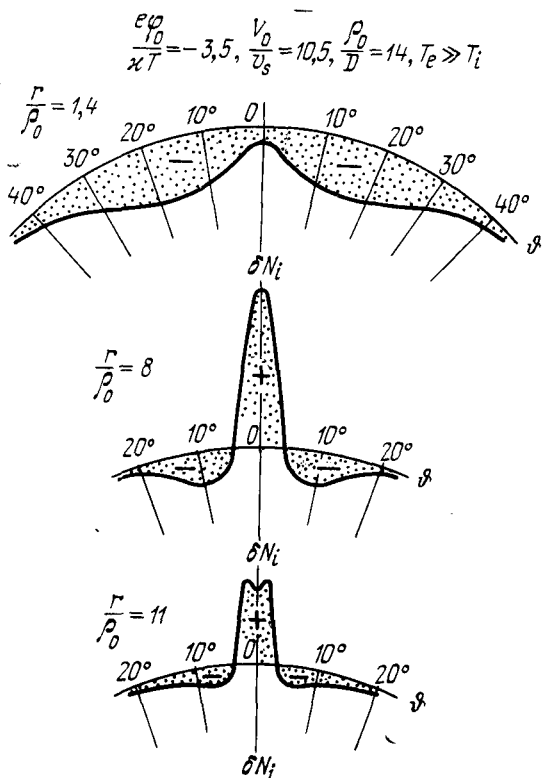


Рис. 21. Экспериментальные угловые зависимости возмущения концентрации ионов  $\delta N_i(\vartheta, r)$  сзади заряженного обтекаемого быстро движущимся потоком частиц тела ( $\varphi_0 \neq 0$ ) на различных от него расстояниях.

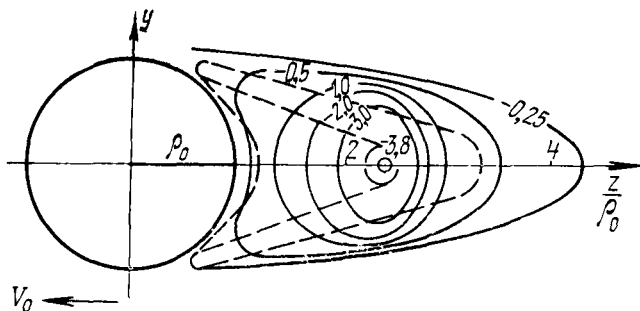


Рис. 22. Линии равного потенциала плазмы сзади быстро движущегося тела (цифры около кривых — условные единицы), рассчитанные с учетом влияния электрического поля (сплошные линии) и в квазинейтральном приближении (пунктир).

выражены около кривых в условных единицах) сзади тела, полученные из самосогласованного решения кинетического уравнения и уравнения Пуассона (Liu, Jew

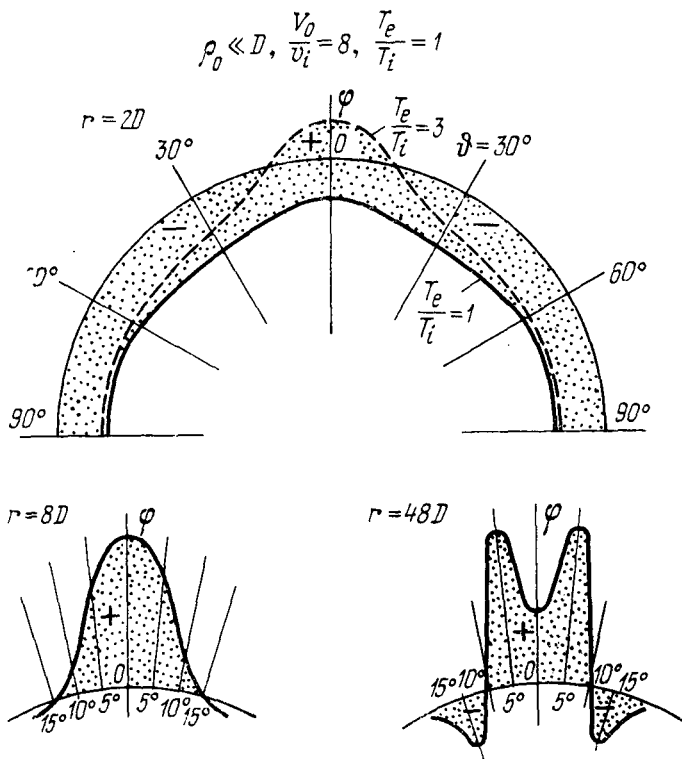


Рис. 23. Угловые зависимости потенциала плазмы  $\varphi$  в окрестности быстро движущегося точечного заряда на различных от него расстояниях.

[41]). Около оси  $z$ , в области расстояний  $r/\rho_0 \approx 2,5$  потенциал плазмы максимален. Вблизи малого тела ( $\rho_0 \ll \ll D$ ) угловое изменение потенциала также имеет ряд особенностей (рис. 23). В неизотермической плазме сзади тела в ближней его зоне потенциал плазмы имеет положительное значение в некотором интервале углов около направления  $-V_0$  ([26]).

2. **Дальняя зона:**  $r \gg \rho_0 \frac{V_0}{v_i}$ . Определение дальней зоны следа тела не уточнено в настоящее время, поскольку отсутствуют результаты детальных расчетов или экспериментов, которые позволили бы более четко это сделать. Теоретически это связано с необходимостью решения уравнений нелинейного типа. Говоря о дальней зоне, обычно имеют в виду расстояния  $r \gg \rho_0 V_0/v_i$  или  $r \gg \gg \rho_0 V_0/v_s$ . Однако из дальнейшего видно, что при выполнении этих условий получаемые теоретически эффекты экспериментально наблюдались уже на расстояниях  $r \lesssim \rho_0 V_0/v_i$  (см. рис. 20, 21), а для тел малого размера ( $\rho_0 \ll D$ ) они проявляются на расстояниях  $r \sim 5 \div 7D$ . Таким образом, разделение на зоны носит условный характер, оно существенно зависит от относительного размера тела  $\rho_0/D$ , степени неизотермичности плазмы  $T_e/T_i$  и относительного значения потенциала тела  $e\varphi_0/kT$ . Приводимые в этом разделе теоретические результаты получены, однако, при выполнении указанного выше условия дальности. Раскрытие смысла «много больше» в этом неравенстве требует, однако, дальнейших исследований.

Основной особенностью углового распределения концентрации в дальней зоне большого тела является фокусировка электронов и ионов в окрестности направления  $-\mathbf{V}_0$  вдоль оси сзади тела (рис. 24; см. Панченко, Питавский [42]; [25]). Соответствующие угловые зависимости  $\delta N_i$  для различных значений  $V_0/v_i$  показаны на рис. 25 для шара (Панченко [43]) и цилиндра в отсутствие магнитного поля [43, 24] и для шара при  $\mathbf{H}_0 \neq 0$ ,  $V_0/v_i = 8$  и различных значениях угла  $\theta_0$  между магнитным полем  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{V}_0$  [24]. Магнитное поле ослабляет фокусировку частиц, и при углах  $\theta_0 \neq \pi/2$  распределение асимметрично относительно направления вектора  $\mathbf{V}_0$ . Приведенные на рис. 24 и 25 результаты получены для незаряженных тел ( $\varphi_0 = 0$ ). Следует здесь заметить, что при  $|\varphi_0| \ll \left(\frac{R_0}{D}\right)^{1/2} \frac{kT}{e}$  влияние потенциала вообще мало и его можно не учитывать.

Аналитически для сферы  $\rho_0 \gg D$  возмущение концентрации частиц в изотермической плазме равно

$$\delta N(r) = -\frac{\rho_0^2}{r^2} \frac{V_0^2}{v_i^2} B_0\left(\theta, \frac{V_0}{v_i}\right). \quad (\text{II.21})$$

$$\varphi_0 = 0, \frac{V_0}{v_i} = 8, \frac{\rho_0}{D} \gg 1, \frac{r}{\rho_0} \gg \frac{V_0}{v_i}$$

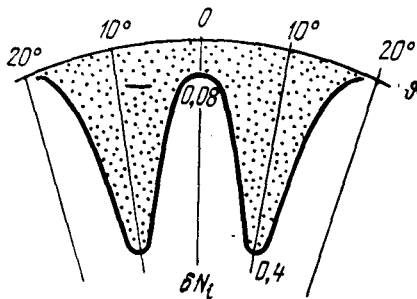
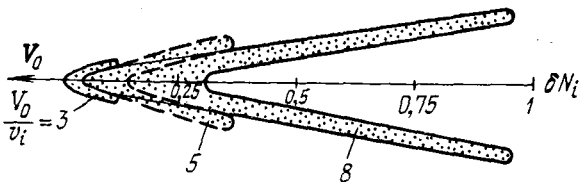
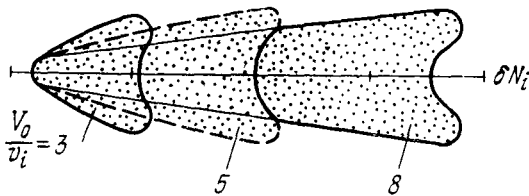


Рис. 24. Угловая зависимость возмущения концентрации ионов  $\delta N_i$  сзади быстро движущегося незаряженного большого шара в дальней зоне.

Шар  $H_0 = 0$



Цилиндр  $H_0 = 0$



Шар  $H_0 \neq 0, \frac{V_0}{v_i} = 8$

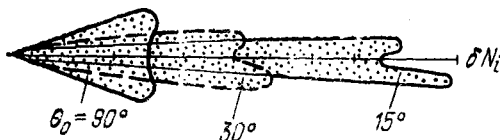


Рис. 25. Кривые равных значений возмущения концентрации ионов  $\delta N_i$  сзади быстро движущихся тел разной формы для различных значений  $V_0/v_i$ , когда магнитное поле  $H_0 = 0$  и  $H_0 \neq 0$ .



Видно из (II.21), что в дальней зоне возмущение концентрации частиц убывает как  $1/r^2$ . Для определения же  $B_0(\vartheta, V_0/v_i)$  можно использовать графики универсальной

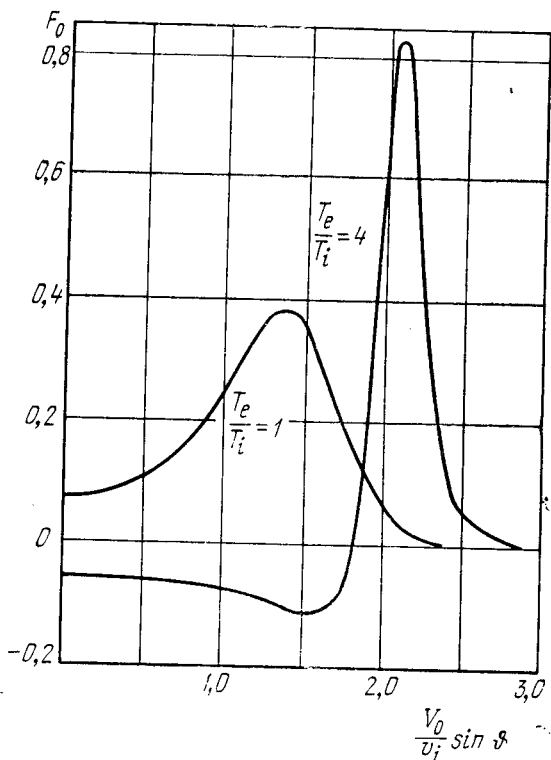


Рис. 26. Универсальные функции, определяющие возмущение концентрации ионов  $\delta N_i$  в дальней зоне позади быстро движущегося большого незаряженного шара в изотермической ( $T_e/T_i = 1$ ) и неизотермической ( $T_e/T_i = 4$ ) плазме.

функции  $F_0\left(\frac{V_0}{v_i} \sin \vartheta\right)$  (рис. 26), рассчитанной в работах [25, 37], где

$$B_0\left(\vartheta, \frac{V_0}{v_i}\right) = \cos \vartheta F_0\left(\frac{V_0}{v_i} \sin \vartheta\right). \quad (\text{II.22})$$

Для неизотермической плазмы универсальная функция зависит еще от отношения  $T_e/T_i$ , поэтому изобразить

ее одним графиком невозможно. На рис. 26 приведена универсальная функция для  $T_e/T_i = 4$ , с помощью которой определена угловая зависимость возмущения концентрации  $\delta N_i(\vartheta)$ , изображенная на рис. 27. Характерной особенностью влияния неизотермичности плазмы

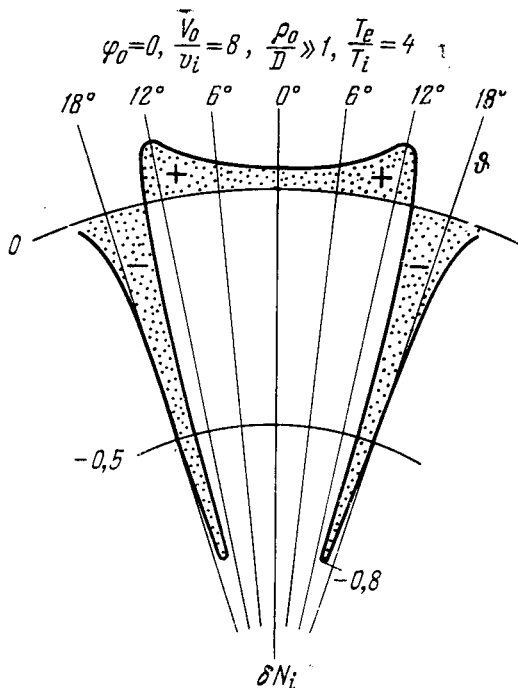


Рис. 27. Угловая зависимость возмущения концентрации ионов  $\delta N_i$  сзади быстро движущегося большого незаряженного шара в неизотермической плазме для  $T_e/T_i = 4$ .

в дальней зоне, как видно из рис. 26 и 27 (см. [37]), является усиление фокусировки в окрестности направления движения тела, приводящей, начиная от значения  $T_e/T_i = 1,76$ , к появлению области положительных значений  $\delta N_i(\vartheta)$ . С увеличением  $T_e/T_i$  структура возмущения приобретает узконаправленную лепестковую структуру (рис. 28), по-видимому, «предвещающую» возникновение в бесстолкновительной плазме явления, подобного

«ударной волне». Этот вопрос требует, однако, дальнейшего исследования.

Следует здесь заметить, что когда  $T_e/T_i$ , уменьшаясь, становится меньше единицы, заметно ослабевает влияние электрического поля. При  $T_e/T_i \leq 0,23$  максимальное

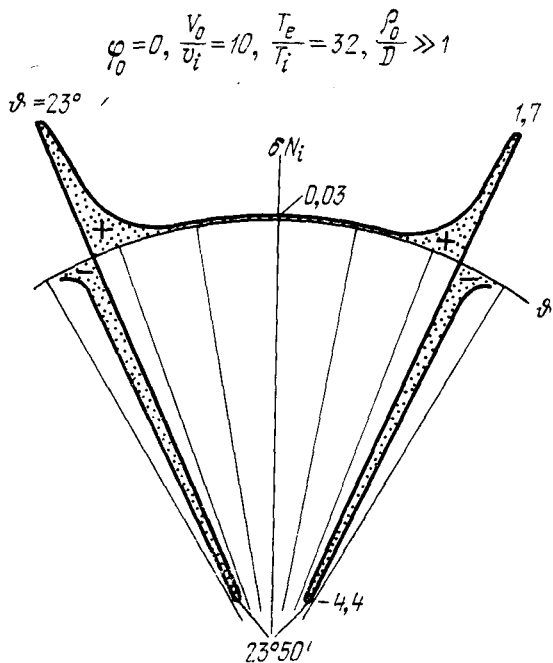


Рис. 28. Угловая зависимость возмущения концентрации ионов  $\delta N_i$  сзади быстро движущегося большого незаряженного шара в неизотермической плазме для  $T_e/T_i = 32$ .

разрежение уже устанавливается на оси за телом, как и для нейтральных частиц, и при  $T_e/T_i \rightarrow 0$  соответствующие формулы для  $\delta N_i$  переходят в формулы нейтрального приближения.

След цилиндрического тела бесконечной длины, длина проекции сечения которого на плоскость, перпендикулярную  $V_0$ , равна  $2\rho_0$ , описывается формулой (142, 37)

$$\delta N(r) = - \frac{2\rho_0}{r} \frac{V_0}{v_i} B_{\parallel} \left( \frac{V_0}{v_i} \sin \vartheta \right). \quad (\text{II.23})$$

В отличие от шара в дальней зоне цилиндра  $\delta N_i(r)$  убывает как  $1/r$ . Зависимости же функции  $B_{\parallel} \left( \frac{V_0}{v_i} \sin \vartheta \right)$  изображены на рис. 29 для  $T_e/T_i = 1$  и  $T_e/T_i = 4$  [37].

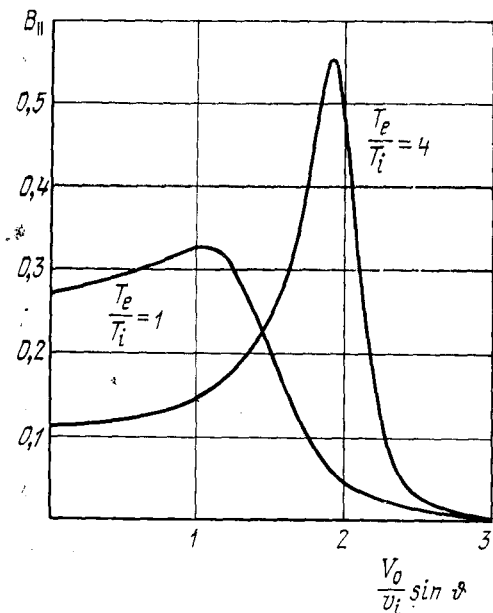


Рис. 29. Универсальные функции, определяющие возмущение концентрации ионов  $\delta N_i$  в дальней зоне сзади быстро движущегося длинного незаряженного цилиндра в изотермической ( $T_e/T_i = 1$ ) и неизотермической ( $T_e/T_i = 4$ ) плазме.

В следе цилиндра, как это видно из рис. 29, во всей области углов  $\delta N_i < 0$  и  $B_{\parallel} > 0$ . Это связано с тем, что заполнение следа цилиндра частицами происходит только со стороны его боковой поверхности. Около цилиндра конечной длины в неизотермической плазме должна появляться область сгущения частиц, как и около шара. Соответствующие расчеты, однако, до сих пор не выполнены. В этом случае задача становится двухмерной, и сложно учитывать граничные условия на основаниях цилиндра.

С учетом влияния внешнего магнитного поля ( $H_0 \neq 0$ ) возмущение электронной концентрации в изотер-

мической плазме сзади большого тела, сечение которого нормально вектору  $V_0$  и равно  $S = \pi \rho_0^2$  ( $\rho_0$  — эффективный радиус тела), при усреднении  $\delta N_e$  по направлению, нормальному  $H_0$ , так же просто определяется следующим выражением [24]:

$$\delta N_e(r, \theta_0) = - \frac{\pi \rho_0^2}{r \rho_{Hi}} \frac{V_0}{v_i} B_H \left( \vartheta, \theta_0, \frac{V_0}{v_i} \right). \quad (\text{II.24})$$

Как и в следе цилиндра,  $\delta N_e(r, \vartheta)$  убывает в данном случае с расстоянием как  $1/r$ , а

$$B_H \left( \vartheta, \theta_0, \frac{V_0}{v_i} \right) = \frac{1}{\sin(\theta_0 - \vartheta)} F_H \left( \frac{V_0}{v_i} \frac{\sin \vartheta}{\sin(\theta_0 - \vartheta)} \right), \quad (\text{II.25})$$

где  $\theta_0$  — угол между векторами  $V_0$  и  $H_0$ . Вид универсальной функции  $F_H$ , входящей в (II.25), совпадает с универсальной функцией для цилиндра  $B_{\parallel}$  в изотропной плазме, изображенной графически на рис. 29. Так как возмущение охватывает малые углы  $\pm \vartheta$ , можно заменить в (II.25)  $\sin \vartheta$  на  $\vartheta$ . Следует иметь в виду, что формула (II.25) действует лишь при  $\sin(\theta_0 - \vartheta) \geq 0$ . Если  $\sin(\theta_0 - \vartheta) < 0$ , то  $F_H = 0$ .

След длинного цилиндра при наличии магнитного поля описывается той же универсальной функцией (II.24), а именно:

$$\delta N_e(r, \theta_0) = - \frac{2\rho_0}{r} \frac{V_0}{v_i} B_H \left( \vartheta, \theta_0, \frac{V_0}{v_i} \right), \quad (\text{II.26})$$

где, как и выше (см. II.23),  $2\rho_0$  — длина проекции сечения цилиндра на плоскость, перпендикулярную  $V_0$ .

В дальней зоне тела, как уже неоднократно отмечалось выше, плазма квазинейтральна. Поэтому потенциал плазмы пропорционален возмущению электронной концентрации, т. е.

$$\varphi \approx \frac{\kappa T_e}{e} \delta N_e, \quad (\text{II.27})$$

и, например, для шара, используя (II.21), можно получить для радиальной и угловой составляющих электрического поля в изотермической плазме следующие

выражения:

$$E_r = -\frac{2\kappa T}{e} \frac{V_0^2}{v_i^2} \frac{\rho_0^2}{r^3} B_0 \left( \vartheta, \frac{V_0}{v_i} \right), \quad E_\vartheta = \frac{\kappa T}{e} \frac{V_0^2}{v_i^2} \frac{\rho_0^2}{r^3} B'_{0\vartheta} \left( \vartheta, \frac{V_0}{v_i} \right), \quad (\text{II.28})$$

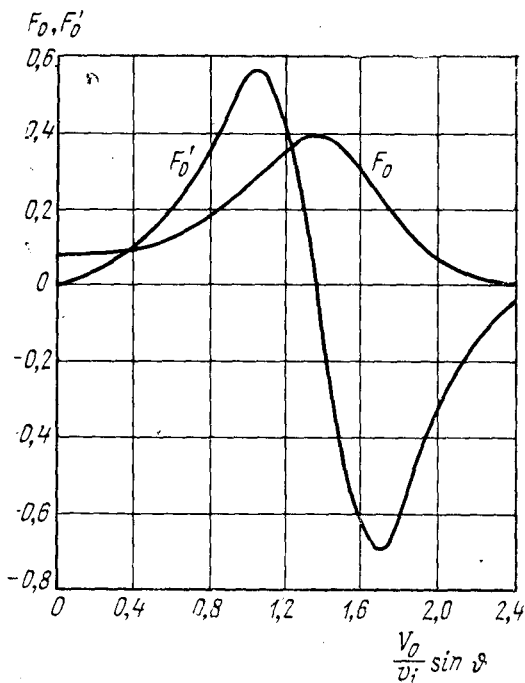


Рис. 30. Универсальная функция  $F_0$  и ее производная  $F'_0$ , определяющие электрическое поле в дальней зоне быстро движущегося незаряженного большого шара.

где производная  $B_0$  по  $\vartheta$  равна

$$B'_{0\vartheta} \left( \vartheta, \frac{V_0}{v_i} \right) = -\sin \vartheta F_0 \left( \frac{V_0}{v_i} \sin \vartheta \right) + \frac{V_0^2}{v_i^2} \cos^2 \vartheta F'_0 \left( \frac{V_0}{v_i} \sin \vartheta \right).$$

Кривые зависимости  $F_0$  и  $F'_0$  от  $\frac{V_0}{v_i} \sin \vartheta$  приведены на рис. 30, а на рис. 31 даны угловые зависимости составля-

ющих поля  $E_r$ ,  $E_\theta$  и полного поля  $E = \sqrt{E_r^2 + E_\theta^2}$ , построенные с помощью рис. 30 для  $V_0/v_i = 8$ . Около экстремальных точек на рис. 31 написаны значения функций  $B_0$  и  $B'_{0\theta}$  [37]. Из рис. 31 видно, что в дальней зоне большого тела угловое распределение электрического поля — довольно сложное, оно имеет несколько лепестков.

Дальняя зона следа малого тела ( $\rho_0 \ll D$ ), точнее — точечного заряда, теоретически исследована достаточно детально (Kraus, Watson [44], Питаевский, Кресин [45], Будько [46], Васьков [47]). На далеких расстояниях от тела играет малую роль не только форма тела, но в какой-то мере и его размер. Поэтому результаты этих исследований представляют большой интерес, так как их можно использовать для сравнения с результатами различных опытов. Теория следа малого тела интересна еще и тем, что соответствующие расчеты в этом случае удастся выполнить с учетом заряда тела, правда, только слабозаряженного, при выполнении условий (II.13).

В отсутствие магнитного поля возмущение электронной концентрации в дальней зоне малого тела описывается

$$\delta N_e = \frac{1}{4\pi} \frac{V_0^2}{v_i^2} b^2 \ln \left( \frac{1}{b} \right) \frac{D^2}{r^2} \left[ 2\pi \frac{r_b}{r} B_1 \left( \frac{V_0}{v_i}, \theta \right) + B_2 \left( \frac{V_0}{v_i}, \theta \right) \right], \quad (II.29)$$

где

$$b = \frac{e |\varphi_0|}{\kappa T} \frac{\rho_0}{D} \frac{v_i}{V_0} \ll 1 \quad (II.30)$$

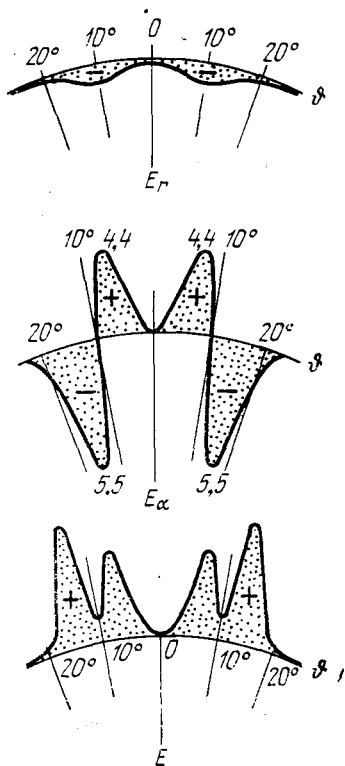


Рис. 31. Угловые зависимости компонент полного электрического поля  $E$ , его компоненты  $E_r$  и амплитуды  $E_\alpha$  в дальней зоне быстро движущегося незаряженного шара большого размера.

следующей формулой:

(см. выше (II.13)),

$$r_b = 4 \frac{V_0}{v_i} \frac{D}{b \ln(b^{-1})}, \quad (\text{II.31})$$

а характер изменения угловых функций  $B_1$  и  $B_2$  на

$$\rho_0 \ll D, \quad H=0, \quad \varphi_0 < 0, \quad \frac{V_0}{v_i} = \delta$$

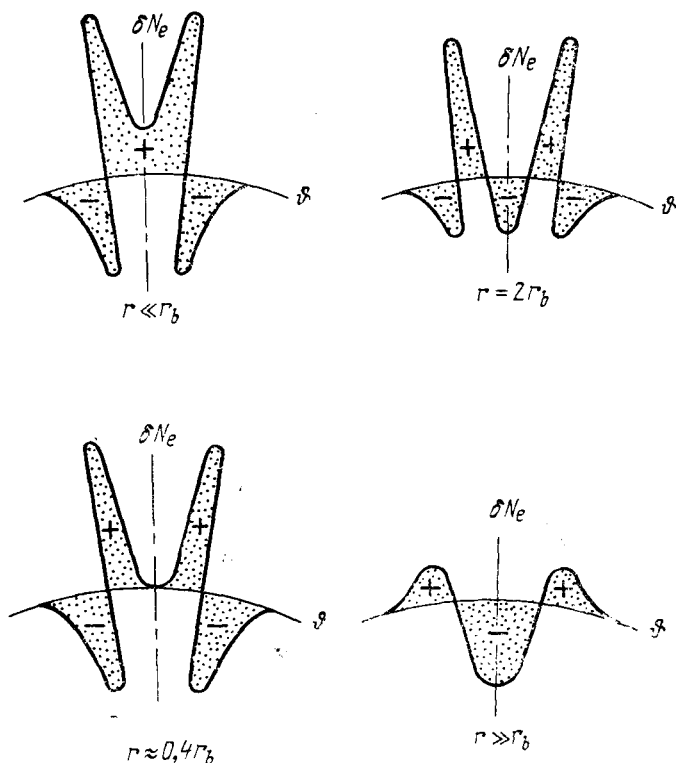


Рис. 32. Угловые зависимости возмущения концентрации заряженных частиц сзади малого слабозаряженного тела в изотропной плазме на различных от него расстояниях.

различных расстояниях от тела показан на рис. 32 [46]. Из (II.29) следует, что характерными являются две зоны



следа тела: расстояния  $r \ll r_b$  и  $r \gg r_b$ . В первой зоне, т. е. на расстояниях, значительно меньших характерного расстояния  $r_b$ , возмущение  $\delta N_e$  убывает пропорционально  $1/r^3$  в более дальней зоне как  $1/r^2$ . С изменением расстояния угловая структура возмущения постепенно деформируется.

Выше уже отмечалось, что основные особенности теоретических угловых зависимостей точечного тела наблюдались в описанных выше опытах [40] на относительно небольших расстояниях от слабозаряженного большого тела (см. рис. 20 и 21).

В зоне расстояний  $r \ll r_b$ , где  $\delta N_e$  убывает пропорционально  $1/r^3$ , возмущение электронной концентрации в неизотермической плазме выражается аналитически простым образом через универсальную функцию  $F_0\left(\frac{V_0}{v_i} \sin \vartheta\right)$  и ее производную, описывающие  $\delta N_e$  большого тела (см. рис. 26 и 29), а именно [37]:

$$\delta N_e(r, \vartheta) = -\frac{V_0^2}{v_i^2} \frac{1}{\pi r^3} \frac{T_e}{T_e + T_i} \left[ (1 - 3 \cos^2 \vartheta) F_0 - \frac{V_0}{v_i} \sin \vartheta \cos^2 \vartheta F'_0 \right]. \quad (\text{II.32})$$

В намагниченной плазме усредненное по направлению, нормальному плоскости  $(V_0, H_0)$ , возмущение электронной концентрации равно (Васьков [47])

$$\delta N_e(r, \vartheta) = \pi \frac{V_0^2}{v_i^2} b^2 \ln\left(\frac{1}{b}\right) \frac{D}{\rho_{Hi} r} \left[ \frac{r_b}{r} B_{1H}\left(\frac{V_0}{v_i}, \vartheta, \theta_0\right) + B_{2H}\left(\frac{V_0}{v_i}, \vartheta, \theta_0\right) \right]. \quad (\text{II.33})$$

Формула (II.33) аналогична по своей структуре формуле (II.31). Однако в данном случае на расстояниях  $r \ll r_b$  возмущение убывает как  $1/r^2$ , а при  $r \gg r_b$  — как  $1/r$ . Соответствующие угловые функции на различных расстояниях от тела изображены на рис. 33. Они имеют те же особенности, которые свойственны угловым функциям в случае, когда  $H_0 = 0$ , но менее выраженные.

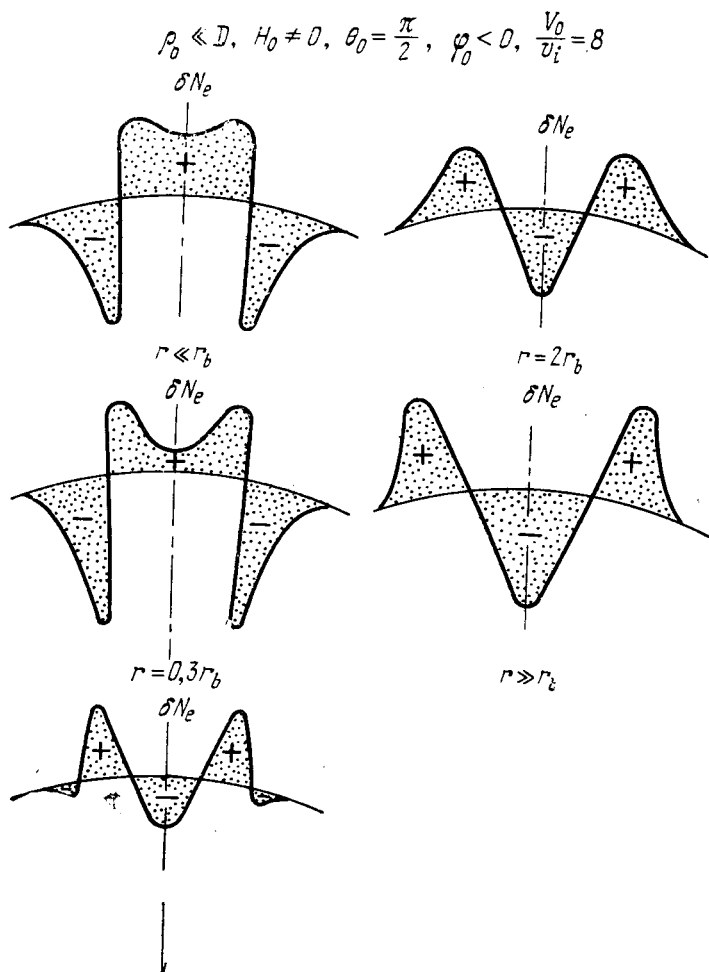


Рис. 33. Угловые зависимости возмущения концентрации заряженных частиц сзади малого слабозаряженного тела в изотропной плазме на различных от него расстояниях в магнитоактивной плазме.

### § 10. Возмущения плазмы в окрестности квазипокоящихся тел ( $V_0 \lesssim v_i$ )

В приземной плазме, как мы видели выше (см. табл. I.1 и I.2), осуществляются условия, когда искусственные спутники или космические ракеты движутся в некоторых ее областях со скоростями  $V_0$ , не только соизмеримыми с тепловыми скоростями ионов  $v_i$ , но даже меньшими  $v_i$ . В этих условиях физические процессы в окрестности тела во многих отношениях радикальным образом отличаются от тех, которые описаны выше, когда  $V_0 \gg v_i$ . Если  $V_0 < v_i$ , то определяющим фактором, влияющим на процесс в плазме, является уже не скорость тела, а его потенциал  $\phi_0$ , отражающий свойство его поверхности, и, естественно также магнитное поле и линейные размеры тела  $\rho_0$ . В переходных случаях, а именно, когда  $V_0 \sim v_i$  или  $V_0 > v_i$ , некоторые явления качественно подобны тем, которые имеют место при  $V_0 \gg v_i$ , но, естественно, количественно от них значительно отличаются. Вопросы диагностики плазмы с помощью различного типа зондовых измерений при медленном движении тела приобретают специфический характер и требуют специального рассмотрения. Эта проблема составляет самостоятельный и большой раздел физики зондовых измерений в плазме, и ее рассмотрение выходит за рамки и объем этой книги. В этом параграфе целесообразно, однако, кратко рассмотреть некоторые результаты соответствующих теоретических исследований.

Как и в случае, когда  $V_0 \gg v_i$  при  $V_0 \lesssim v_i$ , наиболее полно завершены результаты расчетов, когда линейные размеры тела  $\rho_0 \gg D$  или  $\rho_0 \ll D$ . Поскольку речь идет здесь о малых скоростях тела, то исходными в этих случаях являются процессы в окрестности покоящегося тела.

1. Малое покоящееся тело ( $\rho_0 \ll D$ ,  $V_0 = 0$ ). При скоростях  $V_0 \ll v_i$ , точнее, когда  $V_0 = 0$ , характер траекторий заряженных частиц и распределение их концентрации  $N(\mathbf{r})$  в окрестности тела зависят от суммарной энергии

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \frac{Mv^2}{2} + e\phi(\mathbf{r}) \quad (\text{II.34})$$

и знака потенциала. Здесь  $v$  — скорость частицы,  $\mathbf{r}$  — расстояние от условно выбранного центра тела и  $\phi(\mathbf{r})$  —

распределение потенциала в его окрестности. При этом могут возникнуть два сорта частиц: *финитные*  $N_{\text{fin}}(\mathbf{r})$  и *инфинитные*  $N_{\text{inf}}(\mathbf{r})$ . Поэтому концентрация в окрестности тела

$$N(\mathbf{r}) = N_{\text{fin}}(\mathbf{r}) + N_{\text{inf}}(\mathbf{r}). \quad (\text{II.35})$$

*Финитными* являются частицы, которые имеют замкнутые орбиты около тела. Такие орбиты возникают, если

$$\varepsilon(\mathbf{r}) < 0 \quad (\text{II.36})$$

в случае *притягивающего потенциала*, положительного для электронов и отрицательного для ионов. Поскольку, как уже указывалось выше в § 5, в приземной плазме тела приобретают почти всегда отрицательный потенциал, финитными частицами являются здесь преимущественно ионы. Однако финитные орбиты могут возникнуть только под влиянием столкновений между частицами: для захвата частиц, навивающихся вокруг тела, необходимо, чтобы они теряли часть своей энергии. При отсутствии столкновений притягивающиеся частицы, набегая на тело, поглощаются его поверхностью, не отражаясь от него. Легко понять, что концентрация финитных частиц может сильно возрасти около тела вследствие того, что они постепенно здесь накапливаются. В случае равновесного распределения

$$N_{\text{fin}} = N_0 \exp \frac{|e\varphi(r)|}{\kappa T} \quad (\text{II.37})$$

и при  $|e\varphi| \gg \kappa T$ ,  $N_{\text{fin}} \gg N_0$ . Для электронов, притягивающихся к кулоновскому центру, когда они соударяются с нейтральными частицами, на расстояниях  $r > \sqrt{\frac{M}{m}} \rho_0$  (Гуревич [48]):

$$N_{\text{fin}} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_0 \left[ \frac{|e\varphi(r)|}{\kappa T} \right]^{3/2} \left[ \frac{2}{5} \frac{|e\varphi(r)|}{\kappa T} + 1 \right], \quad (\text{II.38})$$

где  $\varphi(r) = Q_0/r$  ( $Q_0$  — заряд кулоновского центра). Из формулы (II.38) видно, что при  $|e\varphi| \sim 2\kappa T$  концентрация финитных частей значительно возрастает:  $N_{\text{fin}}/N_0 \sim 4$ . Расчеты концентрации финитных частиц для большинства случаев, имеющих место в интересующих нас

условиях, очень сложны и пока еще не завершены. В частности, это обусловлено необходимостью учета столкновений. Поэтому мы ограничимся лишь сделанными здесь краткими замечаниями об этих частицах. При этом следует иметь в виду, что в интересующих нас средах в большинстве случаев, особенно на достаточно далеких расстояниях от Земли, где реализуется случай  $V \ll v_i$ , столкновения между частицами вообще играют малую роль, поэтому время накапливания частиц на финитных орбитах весьма велико.

В случае, когда энергия частиц в заданной точке около тела, например для кулоновского поля,

$$\epsilon(r) > 0, \quad (\text{II.39})$$

частицы образуют незамкнутые, *инфинитные траектории*. При этом для образования инфинитных частиц  $N_{\text{inf}}(r)$  поле может быть как *притягивающим*, так и *отталкивающим*. Так, для ионов при отрицательном потенциале тела  $\varphi_0 < 0$  поле является притягивающим. Обозначим соответствующие инфинитные частицы  $N_{\text{inf}}^+$ . Для электронов при  $\varphi_0 < 0$  поле является отталкивающим, соответствующие частицы обозначим  $N_{\text{inf}}^-$ .

Для малых тел на достаточно малых от него расстояниях ( $r \lesssim D$ ) получены простые аналитические формулы для  $N_{\text{inf}}^+$  (Гуревич [49]; [5]), а именно:

$$\begin{aligned} \frac{N_{\text{inf}}^+}{N_0} = & \frac{x}{\pi} \left[ 1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\rho_0}{r}\right)^2} \right] + \frac{1}{2} [1 - \Phi(\sqrt{x})] \exp x + \\ & + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{\rho_0}{r}\right)^2} \left[ 1 - \Phi\left(\sqrt{\frac{xr}{(\rho_0 + r)}}\right) \right] \exp \frac{xr}{(\rho_0 + r)}, \quad (\text{II.40}) \end{aligned}$$

где

$$x = \frac{e\varphi_0}{\kappa T} \frac{\rho_0}{r}, \quad \varphi \ll \frac{\kappa T}{e} \frac{D}{\rho_0}, \quad \frac{D}{\rho_0} \gg 1 \quad (\text{II.41})$$

и

$$\Phi(a) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^a e^{-u^2} du \quad (\text{II.42})$$

— интеграл вероятностей. Для кулоновского центра

( $\rho_0 \rightarrow 0$ ), заряд которого равен  $Q_0$ , когда  $\varphi(r) = \frac{Q_0}{r} = \frac{\varphi_0 \rho_0}{r}$ ,

$$\frac{N_{\text{inf}}^+}{N_0} = 2 \sqrt{\frac{x}{\pi}} + \exp(x) [1 - \Phi(\sqrt{x})]. \quad (\text{II.43})$$

В областях плазмы, где значение поля мало ( $\frac{e\varphi(r)}{\kappa T} \ll 1$ ), но плазма еще достаточно возмущена, концентрация притягивающихся частиц  $N_{\text{inf}}^+$  описывается еще более простой формулой

$$\frac{N_{\text{inf}}^+}{N_0} = 1 + \frac{|e\varphi(r)|}{\kappa T} - \left(\frac{\rho_0}{r}\right)^2 \left(\frac{|e\varphi(r)|}{\kappa T} + \frac{1}{2}\right). \quad (\text{II.44})$$

Формула (II.44) хорошо перекрывается с формулой (II.40), действующей в области, где  $\frac{|e\varphi(r)|}{\kappa T} \ll 1$  и поле — кулоновское ([48, 49]). Зависимости  $N_{\text{inf}}^+/N_0$  во всей возмущенной области изображены на рис. 34 для  $\rho_0 = 0,07D$  и различных значений потенциала тела  $\varphi_0$ . Видно, что вблизи тела концентрация притягивающихся частиц  $N_{\text{inf}}^+$  заметно возрастает. Для кулоновского центра значения  $N_{\text{inf}}^+$  увеличиваются еще больше. Например, при  $\frac{|e\varphi_0|}{\kappa T} \gg 1$  из (II.43) следует, что  $\frac{N_{\text{inf}}^+}{N_0} \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{|e\varphi_0|}{\kappa T}}$ , и при  $\frac{|e\varphi_0|}{\kappa T} = 10$   $\frac{N_{\text{inf}}^+}{N_0} = 4$ .

Зависимость  $\varphi(r)$  вне кулоновской зоны описывается довольно сложными формулами, не приводимыми здесь (см. [5]). В области дебаевской экранировки ( $r < D$ ) очевидно, что  $\varphi \sim 1/r$ . При  $D < r < D \ln \frac{D}{\rho_0} \frac{\kappa T}{|e\varphi_0|}$  потенциал  $\varphi(r)$  убывает экспоненциально и еще на больших расстояниях, при  $r > D \ln \left(\frac{D}{\rho_0} \frac{\kappa T}{|e\varphi_0|}\right)$  потенциал  $\varphi(r) \sim 1/r^2$ . Для  $\rho_0 = 0,07D$  численные результаты расчетов  $\varphi(r)$  для значений  $\frac{|e\varphi_0|}{\kappa T} = 2$  и 3 приведены на рис. 35.

Концентрация инфинитных отталкивающихся частиц описывается вместо (II.40) и (II.43) соответственно

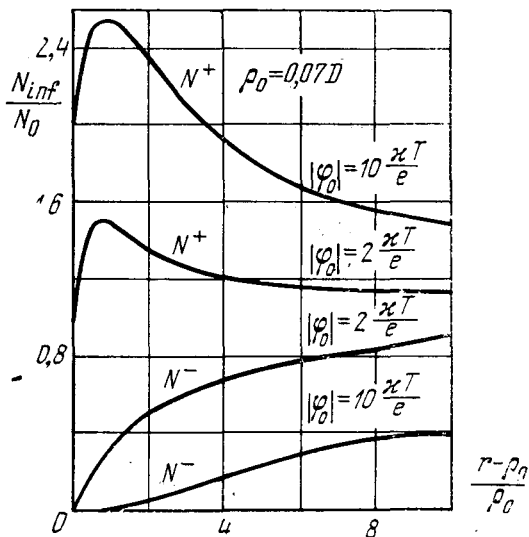


Рис. 34. Зависимости относительной концентрации притягивающихся  $N_{inf}^+$  и отталкивающихся  $N_{inf}^-$  инфинитных частиц от расстояния от поверхности покоящегося заряженного шара малого размера.

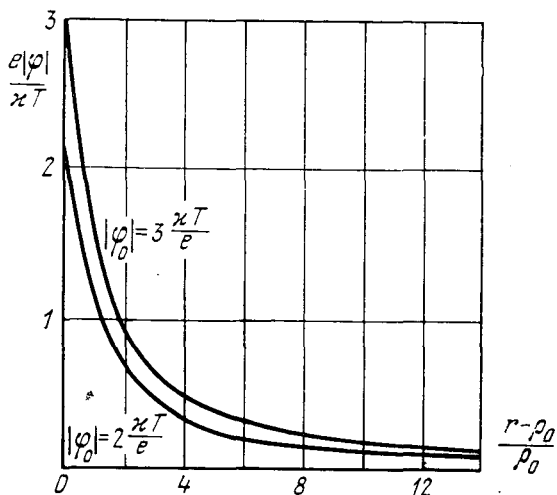


Рис. 35. Зависимости потенциала плазмы от расстояния от поверхности покоящегося заряженного шара малого размера.

формулами

$$\frac{N_{\text{inf}}^-}{N_0} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \Phi \left( \sqrt{\frac{r - \rho_0}{\rho_0}} x \right) + \sqrt{1 - \left( \frac{\rho_0}{r} \right)^2} \times \right. \\ \left. \times \left[ 1 - \Phi \left( \sqrt{\frac{r^2}{\rho_0(\rho_0 + r)}} x \right) \right] \exp \left[ x \frac{\rho_0}{\rho_0 + r} \right] \right\} \exp(-x), \quad (\text{II.45})$$

$$\frac{N_{\text{inf}}^-}{N_0} = \exp(-x). \quad (\text{II.46})$$

На рис. 34 приведены кривые  $N_{\text{inf}}^-/N_0$  для двух значений потенциала тела. Вблизи поверхности тела  $N_{\text{inf}}^- \ll N_0$  и вплоть до расстояний в  $(1 \div 2) \rho_0$  концентрация отталкиваемых инфинитных частиц  $N_{\text{inf}}^-$  вдвое и большее число раз меньше невозмущенной концентрации частиц  $N_0$ .

2. Большое покоящееся тело ( $\rho_0 \gg D$ ,  $V_0 = 0$ ). Существенным свойством структуры плазмы в окрестности большого тела является образование в некоторой зоне около его поверхности вследствие сильного действия дебаевской экранировки *пограничного заряженного слоя*. В этом слое значительно нарушается квазинейтральность плазмы. При этом для не очень больших потенциалов тела, а именно если

$$|\varphi_0| < \frac{\kappa T}{e} \left( \frac{\rho_0}{D} \right)^{4/3}, \quad (\text{II.47})$$

граница двойного слоя  $r - \rho_0 \sim D$  ( $r$  отсчитывается, как и всюду выше, от центра тела). В обратном случае

$$|\varphi_0| > \frac{\kappa T}{e} \left( \frac{\rho_0}{D} \right)^{4/3} \quad (\text{II.48})$$

и граница двойного слоя  $r - \rho_0 \sim \rho_0$ . Критерии (II.47) и (II.48), таким образом, являются мерой *малого* или *большого потенциала* тела и определяют границу ближней и дальней зон покоящегося или медленно движущегося большого тела. По обе стороны этой границы характер изменения концентрации частиц существенно изменяется. При этом она описывается одной и той же формулой, даже для существенно отличных законов изменения  $\varphi(r)$ . Так, концентрации инфинитных притягиваемых и



отталкиваемых частиц для  $\rho_0 \gg D$  соответственно равны ([49], [5])

$$\frac{N_{\text{inf}}^+}{N_0} = \frac{1}{2} \left\{ \exp y \left[ 1 - \Phi(\sqrt{y}) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{y} \right] + \right. \\ \left. + \sqrt{1 - \left(\frac{\rho_0}{r}\right)^2} \exp \left[ \left( y \left(\frac{\rho_0}{r}\right)^2 - y_1 \right) \left( \frac{r^2}{\rho_0^2 - r^2} \right) \right] \right\}, \quad (\text{II.49})$$

$$\frac{N_{\text{inf}}^-}{N_0} = \frac{\exp y}{2} \left\{ 1 + \Phi(\sqrt{y_0 - y}) + \sqrt{1 - \left(\frac{\rho_0}{r}\right)^2} \times \right. \\ \left. \times \left[ 1 - \Phi \left( \sqrt{\frac{\rho_0^2 y_0 - r^2 y}{r^2 - \rho_0^2}} \right) \right] \exp \left[ \frac{\rho_0^2 y_0 - r^2 y}{r^2 - \rho_0^2} \right] \right\}, \quad (\text{II.50})$$

где

$$y_0 = \frac{|e\varphi_0|}{\kappa T}, \quad y_1 = \frac{|e\varphi_1(r)|}{\kappa T}, \quad y = \frac{|e\varphi(r)|}{\kappa T} \quad (\text{II.51})$$

и  $\varphi_1(r)$  — потенциал поля на границе двойного слоя.

Потенциал  $\varphi(r)$  удается рассчитать лишь методами численного интегрирования. Соответствующие результаты расчетов потенциала  $\varphi(r)$  для  $\frac{|e\varphi_0|}{\kappa T} = 10$  и  $\rho_0 \gg D$  в дальней и ближней зонах тела и полученных по этим данным зависимостей концентраций притягиваемых и отталкиваемых инфинитных частиц изображены на рис. 36 и 37. Естественно, что кривые, изображенные на рис. 36, довольно хорошо «сшиваются» с началом кривых, приведенных на рис. 37, т. е. на границе двойного слоя, которая на рис. 37 условно соответствует началу координат, так как  $D \ll \rho_0$ . Важной физической особенностью структуры плазмы в окрестности большого тела является уменьшение концентрации не только отталкиваемых инфинитных частиц. Объясняется это тем, что скорость притягиваемых частиц в двойном слое сильно увеличивается, а их поток сохраняется. Концентрация инфинитных частиц может, однако, также увеличиваться около тела при хорошей отражающей способности его поверхности. При абсолютном отражении частиц, как это видно из рис. 38, на котором приведены результаты соответствующих численных расчетов для  $|\varphi_0| = 5$  и  $10 \frac{\kappa T}{e}$ ,  $N_{\text{inf}}^+ > (10 \div 20) N_0$ . Такие условия вряд ли часто реализуются в опытах

на космических телах. Однако в отдельных случаях могут наблюдаться промежуточные случаи или локальные эффекты почти полного отражения частиц, усложняющие эффекты в плазме в окрестности тел сложной структуры,

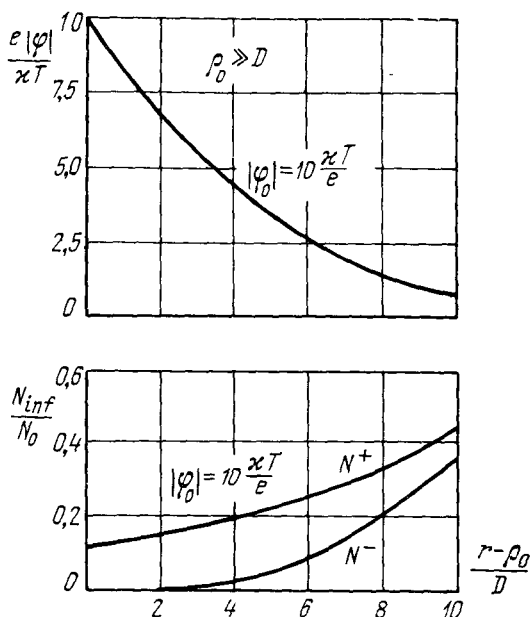


Рис. 36. Зависимости потенциала плазмы и относительной концентрации инфинитных частиц  $N_{inf}$  от расстояния от поверхности заряженного шара большого размера.

какими являются ИСЗ или космические ракеты. Эти обстоятельства следует иметь в виду при постановке и анализе результатов различных опытов.

3. Медленно движущиеся тела ( $V_0 \sim , < \text{или} > v_i$ ;  $\rho_0 \ll D$  и  $\rho_0 \gg D$ ). При движении тела, даже при малых его скоростях, эффекты в его окрестности отличаются радикальным образом от случая  $V_0 = 0$  уже при небольших потенциалах тела. Рассмотрим первоначально соответствующие явления в окрестности малого сферического тела радиуса  $\rho_0 \ll D$ , достаточно полно исследованные теоретически (Москаленко [50], Князюк, Москаленко

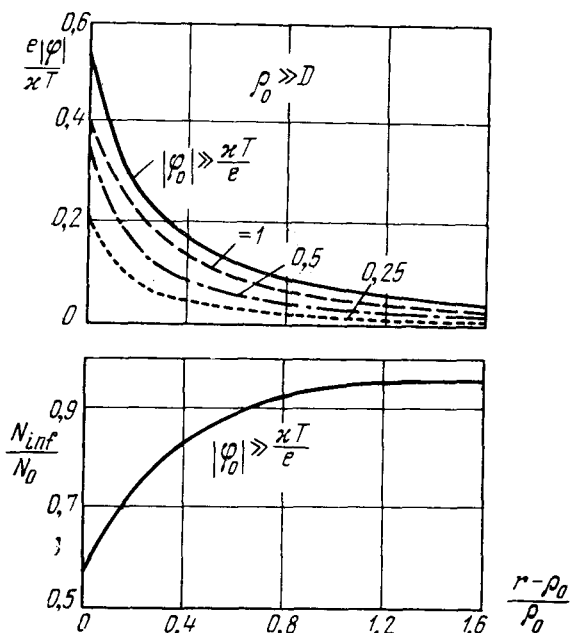


Рис. 37. Зависимости потенциала плазмы и относительной концентрации инфинитных частиц  $N_{inf}$  от расстояния от поверхности заряженного шара в ближней зоне шара.

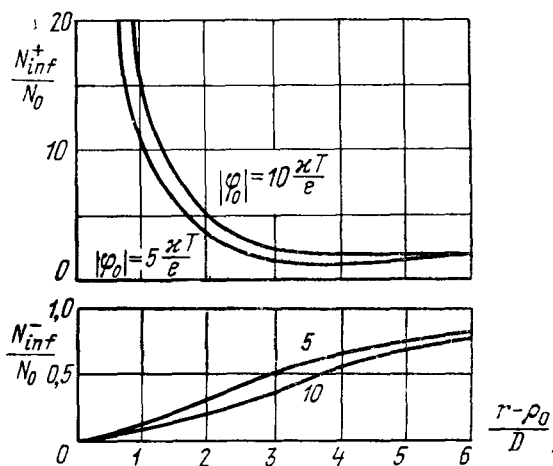


Рис. 38. Зависимости относительных концентраций  $N_{inf}^+/N_0$  и  $N_{inf}^-/N_0$  от расстояния от поверхности абсолютно отражающего шара большого размера.

[51]). Для небольших потенциалов тела

$$|\varphi_0| \ll \frac{\kappa T}{e} \frac{D}{\rho_0} \quad (\text{II.52})$$

электрическое поле в плазме — слабое, и можно принять, что во всей области расстояний оно также убывает по кулоновскому закону, поскольку при  $r > D$  потенциальная энергия заряженных частиц меньше кинетической энергии их теплового движения. Это существенно упрощает расчеты. Концентрацию притягивающихся частиц (т. е. ионов в случае  $\varphi_0 < 0$ ) можно выразить в этом случае в виде

$$\frac{N(r, \vartheta)}{N_0} = \frac{N_{\text{inf}}^+}{N_0} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{V_0}{v_i} f\left(\frac{V_0}{v_i}, r, \vartheta, \varphi_0\right), \quad (\text{II.53})$$

где  $N_{\text{inf}}^+(r)$  — концентрация при  $V_0 = 0$  (соответствующие формулы даны в предыдущем разделе этого параграфа), а функция  $f$  выражается в квадратурах и ее можно рассчитать численными методами. Результаты расчетов для случая  $V_0 \sim v_i$  и различных значений  $\varphi_0$  (Князюк, Москаленко [51]) приведены на рис. 39. На нем сплошными линиями даны кривые равных значений  $N(r, \vartheta)/N_0$ , а пунктиром — кривые  $N_{\text{inf}}^+(r)/N_0$  для неподвижного тела ( $V_0 = 0$ ). Расчеты выполнены для поверхности тела, полностью нейтрализующей падающие на нее ионы. Поэтому когда потенциал тела мал ( $\varphi_0 \sim \sim 10^{-2} \kappa T/e$ ), концентрации ионов в обоих случаях ( $V_0 = 0$  и  $V_0 \sim v_i$ ) меньше невозмущенной концентрации частиц  $N_0$ . Сзади тела в окрестности его оси образуется область разрежения; около его поверхности ( $r/\rho = 1$ ,  $\vartheta = 0$ ) значение  $N(1, 0)/N_0 \approx 8 \cdot 10^{-2}$ . Однако с ростом потенциала тела структура плазмы существенно изменяется. Так, уже при  $\varphi_0 \approx \kappa T/e$  (см. рис. 39), вследствие влияния электрического поля, преобладает всюду сгущение частиц:  $N(r, \vartheta) > N_0$ . При этом максимальная фокусировка, максимальное значение  $N_{\text{max}}(r, \vartheta)$  образуется на оси сзади тела на расстоянии  $z_{\text{max}}$  от его поверхности, зависящем от потенциала  $\varphi_0$ . При  $\varphi_0 \approx \kappa T/e$   $N_{\text{max}}/N_0 \approx 1,23$  и  $z_{\text{max}}/\rho_0 = 3$ . Однако в непосредственной близости от поверхности тела при малых значениях  $\varphi_0$  образуется

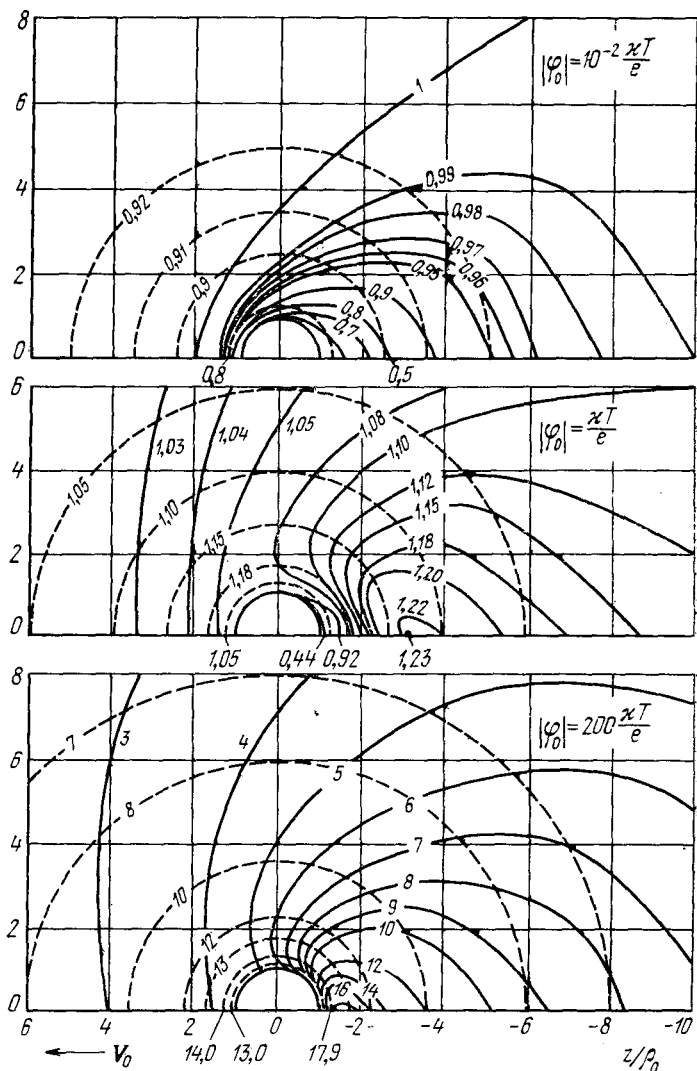


Рис. 39. Кривые равных значений относительных концентраций  $N(r, \vartheta)/N_0$  притягивающихся инфинитных частиц в окрестности движущегося со скоростью  $V_0 \sim v_i$  шара малого размера ( $\rho_0 \ll D$ ) для различных значений его потенциала  $\varphi_0$  (сплошные линии). Пунктиром нанесены кривые  $N_{\text{inf}}^+(r)/N_0$  при  $V_0 = 0$ .

также небольшая область разрежения. Так, при  $\varphi_0 \approx \approx \kappa T/e$  на расстоянии  $z/\rho_0 = 1$  значение  $N(1, 0)/N_0 \approx \approx 0,21$ . Однако с увеличением потенциала тела область разрежения постепенно исчезает, увеличивается степень сгущения частиц, максимум  $N$  приближается к телу. Когда  $\varphi_0 = 200 \kappa T/e$ ,

$$N_{\max}/N_0 \approx 1,79 \text{ и } z_{\max}/\rho_0 \approx 1,3.$$

С увеличением скорости тела положение максимума  $N_{\max}$ , наоборот, удаляется от поверхности тела, что связано с увеличением области разрежения — «тени». Таким образом, как и в случае  $V_0 \gg v_i$ , два эффекта, «конкурирующие» между собой, определяют структуру возмущения в окрестности медленно движущегося тела: «затенение» частиц сзади тела и «фокусировка» электрическим полем. Зависимости  $N_{\max}/N_0$  и  $z_{\max}/\rho_0$  от  $(V_0/v_i)^2$ , полученные в [51] и приведенные на рис. 40 и 41 для различных значений  $e\varphi_0/\kappa T$ , иллюстрируют эти эффекты.

Для большого тела ( $\rho_0 \gg D$ ) теоретические расчеты завершены достаточно полно для скоростей тела  $V \ll v_i$  (Москаленко [52]).

За пределами области дебаевской экранировки концентрации ионов и электронов и распределение потенциала для отрицательно заряженного тела можно описать в этом случае в виде

$$\begin{aligned} \frac{N_i(r, \vartheta)}{N_{i0}} &= \frac{N_i(r)}{N_0} + \frac{V_0}{v_i} f_N \left( \frac{r}{\rho_0}, \frac{e\varphi_0}{\kappa T} \right) \cos \vartheta, \\ \frac{N_e(r, \vartheta)}{N_{e0}} &= \frac{N_e(r)}{N_0} + \frac{V_0}{v_i} f_N \left( \frac{r}{\rho_0}, \frac{e\varphi_0}{\kappa T} \right) \cos \vartheta, \quad (\text{II.54}) \\ \varphi(r, \vartheta) &= \varphi(r) + \frac{V_0}{v_i} \frac{\kappa T}{e} f_\varphi \left( \frac{r}{\rho_0}, \frac{e\varphi_0}{\kappa T} \right) \cos \vartheta, \end{aligned}$$

где  $N_i(r)$ ,  $N_e(r)$  и  $\varphi(r)$  — значения этих величин при  $V_0 = 0$  (формулы для них даны в предыдущем разделе этого параграфа для инфинитных притягивающихся (ионов) и отталкиваемых (электронов) частиц).

Графики же функций  $f_N$  и  $f_\varphi$ , рассчитанные в [52] численными методами, приведены для различных значений  $e\varphi_0/\kappa T$  на рис. 42 и 43.

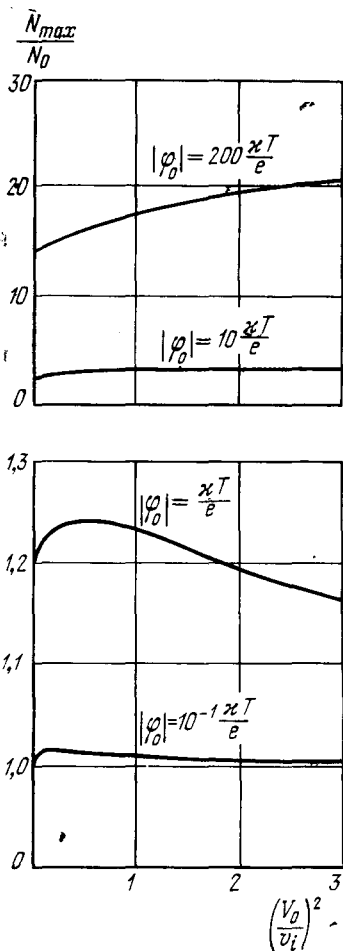


Рис. 40. Зависимости отношений максимальных значений концентрации частиц  $N_{max}$  к  $N_0$  на оси сзади малого шара от отношения его скорости  $V_0$  к тепловой скорости ионов  $v_i$  для различных значений потенциала  $\varphi_0$  (см. рис. 39).

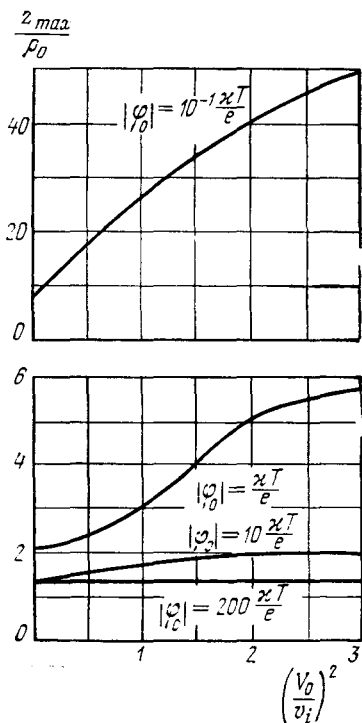


Рис. 41. Зависимости отношений  $z_{max}$  (расстояния максимального значения  $N_{max}$  — см. рис. 39 и 40) к  $\rho_0$  от  $(\frac{V_0}{v_i})^2$  сзади шара малого размера для различных значений  $\varphi_0$ .

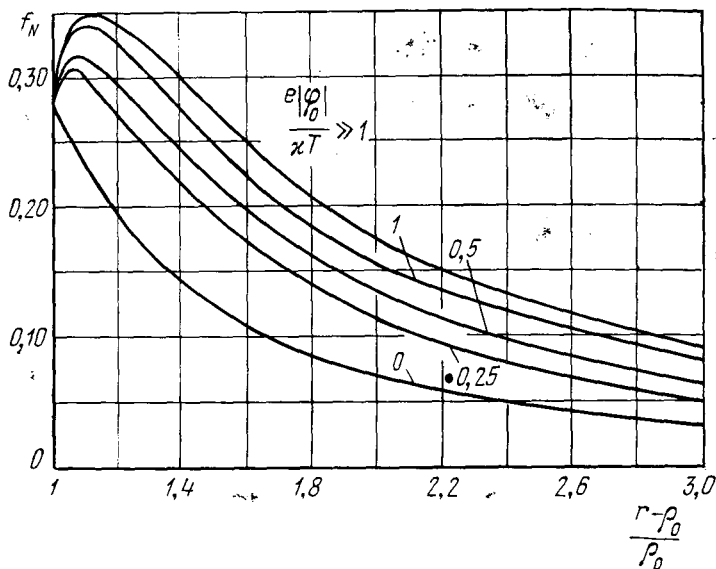


Рис. 42. Графики функции  $f_N$ , позволяющей рассчитывать концентрации электронов и ионов в окрестности медленно движущегося тела большого размера с помощью формул (II.54).

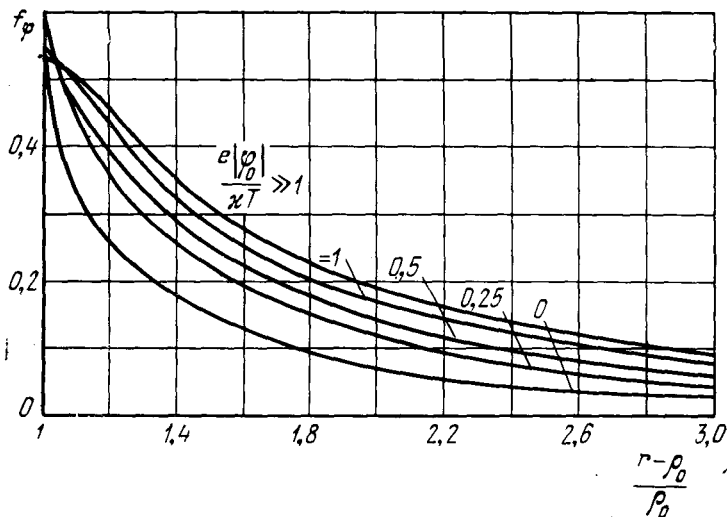


Рис. 43. Графики функции  $f_\phi$ , позволяющей рассчитывать концентрации электронов и ионов в окрестности медленно движущегося тела большого размера с помощью формул (II.54).



### § 11. Рассеяние радиоволн на следе быстро движущегося тела

След быстро движущегося тела, как мы видели (см. § 9), представляет собой вытянутое сзади него неоднородное облако, «переносимое» телом. Это облако описывается возмущением электронной концентрации, а, следовательно, диэлектрической проницаемости окружающей тело плазмы. Протяженность следа тела, как легко понять, порядка длины свободного пробега частиц — на этих расстояниях  $\delta N(r)$  постепенно рассасывается. Свободная длина пробега, постепенно увеличиваясь в ионосфере с высотой, вследствие уменьшения числа столкновений частиц достигает сотен метров, нескольких километров и более. Поэтому, несмотря на то, что  $\delta N(r)$  мало в дальней зоне следа, которая и составляет главную часть его длины, следует ожидать, что в определенных условиях должно происходить значительное рассеяние электромагнитных волн на этом, образуемом за телом длинным неоднородным облаке. Первые простые оценки этого эффекта (Альперт [53]) показали, что если учесть влияние внешнего магнитного поля Земли, которое приводит к цилиндрической структуре следа, дифференциальное эффективное сечение  $d\sigma$  рассеяния радиоволн на следе может достичь  $100 \text{ м}^2$  и более и превышать сечение рассеяния самих тел в десятки и сотни раз. Дальнейшие строгие и детальные теоретические исследования этого эффекта (Альперт, Питаевский [54]; [5]) действительно подтвердили, что при определенных условиях сечение рассеяния следа тела может иметь большие значения, и если тело движется в ионосфере, ниже его главного максимума вблизи каустики, то  $d\sigma$  может быть даже порядка  $10^4 \text{ м}^2$  и более (Гуревич, Питаевский [55], Васьков [56]). Вместе с тем, до настоящего времени, как нам представляется, в литературе отсутствуют достаточно убедительные результаты, экспериментально подтверждающие этот эффект. В частности, как мы увидим ниже, это связано с тем, что  $d\sigma$  имеет лепестковую структуру. Ширина части главного его лепестка, который соответствует большим значениям  $d\sigma$ , лишь порядка долей градуса. Поэтому из-за быстрого движения тела поле рассеяния может быть обнаружено на земной поверхности лишь в виде кратковременных всплесков длительностью

порядка секунды и менее. Таким образом, для экспериментального исследования этого эффекта требуется постановка специальных, достаточно тонких опытов, и нет уверенности в том, что различные сообщения в литературе о наблюдениях больших значений поля рассеяния радиоволн от искусственных спутников Земли (см., например, Kraus и др. [57]; Kraus [58]) действительно являются результатом экспериментального обнаружения этого явления. Вместе с тем, эффект рассеяния радиоволн от следа тела, несомненно, представляет большой интерес не только с точки зрения изучения физики взаимодействия движущихся тел с плазмой, но в ряде отношений также и для практики. Результаты теоретических его исследований кратко излагаются ниже.

Для расчета рассеяния на следе тела можно воспользоваться теорией возмущений, поскольку значения  $\delta N(r)$  той части следа, которая играет роль при рассеянии радиоволн, малы по сравнению с электронной концентрацией  $N_0$  невозмущенной плазмы. В итоге, следуя методу расчетов, данному в [59], можно получить, что дифференциальное эффективное сечение рассеяния  $d\sigma$  следа, определяющее долю энергии волны, которая рассеивается в обратном направлении в элементе телесного угла  $do$ , равно:

$$d\sigma = \frac{|E_s|}{|E_0|^2} r^2 do = \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^4 \frac{|\delta N_q|^2}{N_0^2} \sin^2 \psi do. \quad (\text{II.55})$$

В формуле (II.55)  $\psi$  — угол между вектором электрического поля  $E_0$  падающей волны и волновым вектором  $k_s$  рассеянной волны,  $\omega_0^2 = 4\pi N_0 e^2/m$  — ленгмюровская частота электронов, а  $\delta N_q$  — фурье-компонента пространственного распределения возмущения электронной концентрации  $\delta N(r)$ . Таким образом, дифференциальное сечение рассеяния  $d\sigma$  определяется через возмущение электронной концентрации в  $q$ -пространстве, а именно через величину

$$\delta N_q = \int \delta N(r) e^{-iqr} d^3r. \quad (\text{II.56})$$

При этом

$$q = k_s - k_0, \quad (\text{II.57})$$

где  $k_s$  и  $k_0$  — волновые векторы рассеянной и падающей волны. Решение стационарных ( $\partial f/\partial t = 0$ ) кинетических

уравнений (I.11) в квазинейтральном приближении с учетом (I.16) дает возможность получить возмущение для  $\delta N_q$  в виде конечных формул (Питаевский [60]; [5]). Это облегчает точные расчеты  $d\sigma$ , которые, однако, возможно довести до конца лишь методом численного интегрирования.

В итоге для шара радиуса  $\rho_0$  имеем

$$d\sigma = \frac{1}{16} \left( \frac{\omega_0}{c} \right)^4 \frac{\rho_0^2 V_0^2}{\Omega_{Hi}^2} F(\tau, \zeta, \delta, \eta) |G(q\rho_0, \chi)|^2 \sin^2 \psi d\omega, \quad (\text{II.58})$$

где  $\chi$  — угол между векторами  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{V}_0$ ,

$$\tau = \frac{qV_0}{\Omega_{Hi}} \cos \chi = \frac{qV_0}{\Omega_{Hi}} (\cos \theta_0 \sin \theta_q + \sin \theta_0 \cos \theta_q \cos \varphi_q), \quad (\text{II.59})$$

$$\zeta = \frac{1}{4} \frac{v_i^2 q^2}{\Omega_{Hi}^2} \sin^2 \theta_q, \quad \delta = \frac{1}{2} \frac{v_i^2 q^2}{\Omega_{Hi}^2} \cos^2 \theta_q,$$

$$\eta = \frac{v_{ii}}{\Omega_{Hi}},$$

$\theta_q$  — угол между  $\mathbf{q}$  и нормалью к  $\mathbf{H}_0$ ,  $\varphi_q$  — угол между плоскостями  $(\mathbf{q}\mathbf{V}_0)$  и  $(\mathbf{V}_0\mathbf{H}_0)$ ,  $\theta_0$  — угол между  $\mathbf{V}_0$  и  $\mathbf{H}_0$ , а  $v_{ii}$  — эффективное число столкновений между ионами.

Функции  $F$  и  $G$ , определяющие дифференциальное эффективное сечение рассеяния  $d\sigma$  (II.58), можно вычислить лишь методом численного интегрирования (см. [54]). Что касается функции  $G$ , то она плавно и медленно изменяется в зависимости от угла  $\chi$ . Кроме того, из дальнейшего видно, что  $d\sigma$  имеет максимальные значения при малых значениях  $\tau$ . Поэтому в расчетах можно воспользоваться значением  $G$  для  $\chi = \pi/2$ . В этом случае

$$G\left(q\rho_0, \frac{\pi}{2}\right) = \left(\frac{J_1(q\rho_0)}{q\rho_0}\right)^2, \quad (\text{II.60})$$

где  $J_1$  — функция Бесселя.

Основные свойства  $d\sigma$  определяет функция  $F$ . Поэтому мы ее называем *функцией рассеяния*. Она зависит от четырех параметров, которые в свою очередь зависят от скорости тела  $V_0$  и его угла с магнитным полем Земли  $\mathbf{H}_0$ , от тепловой скорости  $v_i$ , гирочастоты  $\Omega_{Hi}$  и числа столкнове-

ний  $v_{ii}$  ионов в ионосфере. Свойства функции  $F$  видны из приводимых ниже рисунков и таблицы, которые рассчитаны для трех высот ионосферы  $z = 300, 400$  и  $700$  км, где эффект рассеяния от следа тела в ионосфере, по-видимому, наиболее сильно выражен. Для узкой области в окрестности максимумов дифференциального сечения  $d\sigma$  (см. ниже) вместо (II.58) получена следующая приближенная аналитическая формула (Васьков [61]):

$$d\sigma = \frac{1}{16} \left( \frac{\omega_0}{c} \right)^4 \frac{\rho_0^4 V_0^2}{v_{ii}^2} |P_n|^2 d\omega, \quad (\text{II.61})$$

где

$$P_n = \frac{V\bar{\pi}}{a} \frac{W(d) e^{-\mu} I_n(\mu)}{2 + i V\bar{\pi} \left[ n \frac{\Omega_{Hi}}{av_{ii}} + \left( d + \frac{i}{a} \right) \right] W(d) e^{-\mu} I_n(\mu)}, \quad (\text{II.62})$$

$$W(d) = e^{-d^2} \left[ 1 + \frac{2i}{V\bar{\pi}} \int_0^d e^{t^2} dt \right] \quad (\text{II.63})$$

— функция Крампа. При  $d \gg 0$ ,  $W(d) \approx \frac{1}{d}$ , а

$$d = \left( \frac{b}{a} + \frac{i}{a} \right), \quad a = \frac{|q_{\parallel}| v_i}{v_{ii}},$$

$$b = \frac{(\mathbf{q}V_0) - n\Omega_{Hi}}{v_{ii}}, \quad \mu = \frac{1}{2} q_{\perp}^2 \frac{v_i^2}{\Omega_{Hi}^2}, \quad (\text{II.64})$$

$n = 1, 2, \dots$  обозначает номер соответствующего максимума  $d\sigma$ ,  $q_{\parallel}$  и  $q_{\perp}$  — параллельная и нормальная вектору  $\mathbf{H}_0$  составляющие  $\mathbf{q}$  и  $I_n$  — функция Бесселя мнимого аргумента. Выражение (II.62), как это очевидно, хотя и довольно сложное, но все же позволяет определять  $d\sigma$  без использования методов численного интегрирования. Однако полный анализ свойств сечения рассеяния был выполнен на основе исследования точной формулы (II.58) (см. [54]), некоторые численные результаты которого и приводятся ниже.

Основная особенность функции рассеяния  $F$  — ее осциллирующий (многолепестковый) характер в зависимости от угла  $\chi$  (рис. 44). Если  $\theta_0 = 0$ , т. е. тело движется вдоль

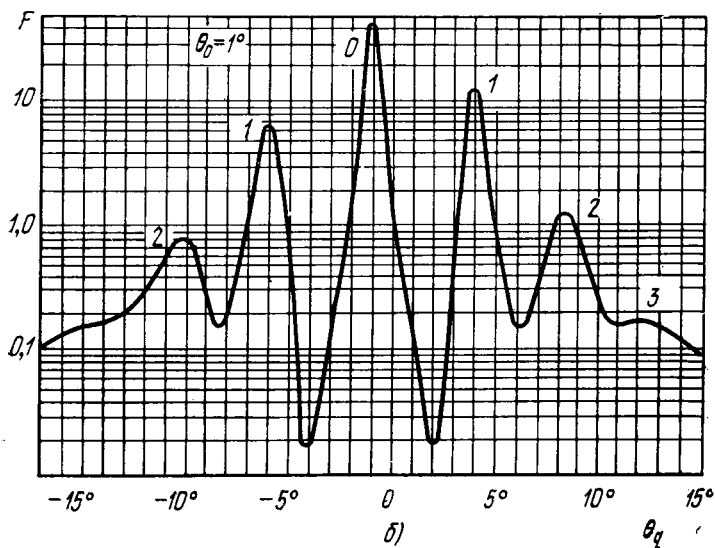
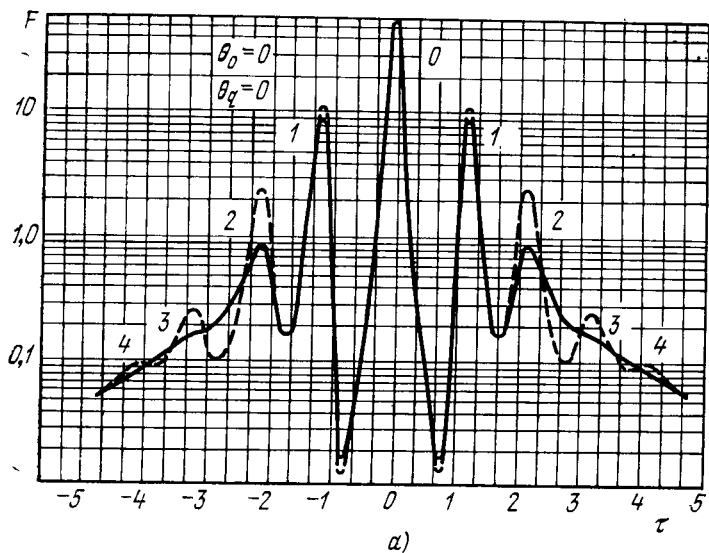


Рис. 44. Графики функции рассеяния  $F$ , определяющей эффективные сечения рассеяния следа быстро движущегося в плазме тела. Сплошная и пунктирные линии соответствуют различным значениям  $\zeta$  и  $\delta$ .

магнитного вектора Земли  $\mathbf{H}_0$ , или в случае, когда угол  $\theta_q = 0$ , главный максимум функции рассеяния (максимум нулевого порядка «0») соответствует значению  $\tau = 0$  ( $\chi = \pi/2$ ), а боковые ее максимумы ( $\pm 1, \pm 2 \dots$  порядка) расположены симметрично относительно него. Это видно из рис. 44, а, на котором приводимые кривые соответствуют различным значениям параметров  $\zeta$  и  $\delta$ . Анализ общих свойств функции рассеяния показывает, что главный ее

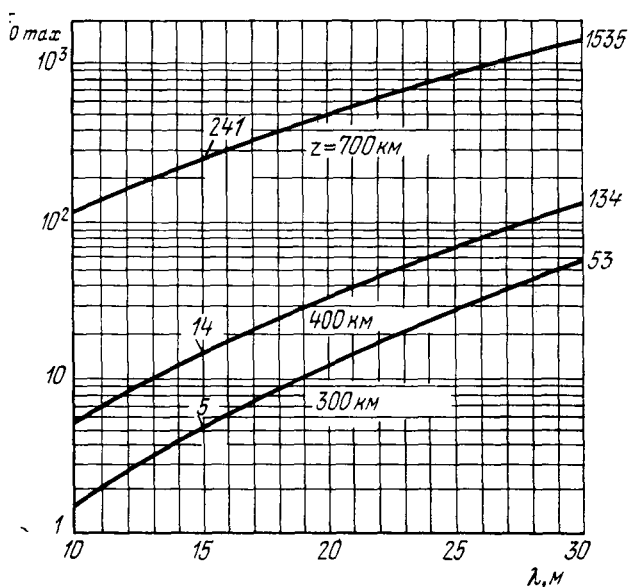


Рис. 45. Зависимости значений главного максимума функции рассеяния от длины волны на различных высотах ионосферы.

максимум имеет наибольшие значения при  $\theta_0 = \theta_q = 0$ . Если  $\theta_0 = 0$ , главный максимум лежит в направлении «зеркального отражения» волны от направления магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ . Это означает, что биссектриса угла  $(\mathbf{k}\mathbf{k}_s)$ , т. е. вектор  $\mathbf{q}$  перпендикулярен  $\mathbf{H}_0$ . При этом, так как при  $\theta_0 = 0$  функция  $F$  не зависит от угла  $\varphi_q$ , функция  $F(\theta_q)$  образует поверхность вращения относительно вектора  $\mathbf{k}_s$ , вдоль которого направлен ее главный «пространственный лепесток». При  $\theta_0 \neq 0$  главный максимум соответствует значениям  $\theta_q = -\theta_0$  (рис. 44, б). На этот же угол

Таблица II.1

Значения максимумов 0-го и 1-го порядков функции  $F$  при  $\theta_0 = 0$

$\lambda, м$	$F_0, \max$									$F_1, \max$		
	$z, км$											
	$\theta_q = 0$			$\theta_q = \pm 0,3^\circ$			$\theta_q = \pm 1^\circ$			$\theta_q = -5^\circ$		
	300	400	700	300	400	700	300	400	700	300	400	700
15	5	14	241	0,5	0,4	—	0,01	0,05	0,001	—	—	—
20	11	31	479	1,8	0,5	0,7	0,1	0,07	0,03	—	—	—
30	53	134	1535	13	11	4,5	1,3	1,0	0,3	10,3	12,6	3,4

повернут вектор  $q$  относительно нормали к  $H_0$ . Число боковых максимумов и их значения, быстро убывающие с ростом номера лепестка, существенно зависят от параметров  $\zeta$ ,  $\delta$  и  $\eta$ , определяющих сходимость соответствующих интегралов. Функция  $F$ , как легко заметить (см. (II.59)), зависит от угла  $\varphi_q$ , лишь если  $\theta_0 \neq 0$ .

Таким образом, наибольший эффект рассеяния должен наблюдаться, когда тело движется вдоль вектора магнитного поля, при этом основную роль играет главный максимум  $F$ . Он имеет достаточно большие значения в створах углов  $\Delta\theta_0$  или  $\Delta\theta_q$ , составляющих лишь доли градуса. Соответствующие зависимости значений главного максимума  $F_{0, \max}$  (максимума 0-го порядка) функции рассеяния от длины волны  $\lambda$  при  $\theta_0 = 0$  и  $\theta_q = 0$  даны на рис. 45, а в табл. II.1 приведены значения  $F$  для разных высот  $z$  и длин волн  $\lambda$  в окрестности главного максимума, а также при  $\lambda = 30 м$  и  $\theta_0 = 0$  значения максимума 1-го порядка  $F_{1, \max}$ , который в рассматриваемом случае соответствует углу  $\theta_q = -5^\circ$ .

Из табл. II.1 и рис. 44 видно, что поле рассеянной волны должно быть достаточно большим лишь в малом створе углов, в котором максимум 0-го порядка функции рассеяния имеет большие значения. Расчеты показывают, что можно принять соответствующую угловую ширину лепестка

$$\alpha \approx 2\Delta\theta_0 \text{ или } 2\Delta\theta_q \approx (0,6 \div 0,8)^\circ \approx 10^{-2} \text{ рад.} \quad (\text{II.65})$$

Поэтому при скорости тела  $V_0 \approx 8$  км/сек поле рассеяния на поверхности Земли при движении тела вдоль  $H_0$  на указанных выше высотах  $z$  «осветит вспышкой» площадку на земной поверхности размером  $\sim (\alpha z)$ , которая будет продолжаться максимально лишь в течение отрезков времени

$$\Delta t \approx \alpha_{\text{рад}} z/V_0 \approx 0,4 \div 1 \text{ сек.} \quad (\text{II.66})$$

Общий створ, заполняемый несколькими лепестками, составляет примерно  $15 \div 20^\circ$ , однако вспышки  $\pm 1$ -го,  $\pm 2$ -го и более высокого порядка значительно слабее. При этом в указанные интервалы времени  $\Delta t$  регистрируемое действие поля рассеяния в приемном устройстве, естественно, определяется не максимальными значениями функции рассеяния  $F_{0, \text{max}}$ , приводимыми на рис. 45 и в табл. II.1, а некоторым образом осредненным значением  $\bar{F}$  в указанных интервалах угла  $\alpha$ . Эти «средние» значения зависят от ряда факторов, в частности от свойств приемной аппаратуры, угловой зависимости  $F$  и т. п. Приближенные оценки показывают, что можно принять

$$\bar{F} \sim \frac{1}{2} F_{0, \text{max}}. \quad (\text{II.67})$$

С помощью формулы (II.58) были рассчитаны зависимости дифференциального эффективного сечения рассеяния  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{max}}$  от длины волны  $\lambda$  и высоты  $z$  (рис. 46) по значениям  $F_{0, \text{max}}$ , приведенным на рис. 45. Поскольку  $d\sigma \sim \sim \omega_0^4 \sim N_0^2$  (см. (II.58)), т. е. сильно зависит от электронной концентрации, эффективное сечение  $d\sigma$  следа тела мало в ночные часы. Поэтому соответствующие кривые на рис. 46 приведены для средней модели ионосферы в дневное время. Представляет также интерес сравнить эффективное сечение рассеяния следа тела с рассеянием  $d\sigma_0/d\Omega$  от самого тела. Для такого сравнения принято рассеяние от гладкого металлического шара радиуса  $\rho_0$ . Другие тела с аналогичными линейными размерами, но со сложной (в частности, шероховатой) структурой поверхности, имеют меньшие значения  $d\sigma_0$ . На рис. 46 приведены значения  $d\sigma/d\sigma_0$ , т. е. отношения дифференциального эффективного сечения рассеяния  $d\sigma/d\Omega$  следа шара к дифференциальному эффективному сечению  $d\sigma_0/d\Omega$  самого шара. При



этом кривые на рис. 46 построены для  $d\sigma/d\sigma_0 > 2$ , т. е. для тех длин волн, когда эффект рассеяния следа шара вдвое и больше превышает эффект рассеяния самого шара. Следует, однако, иметь в виду, что так как время действия

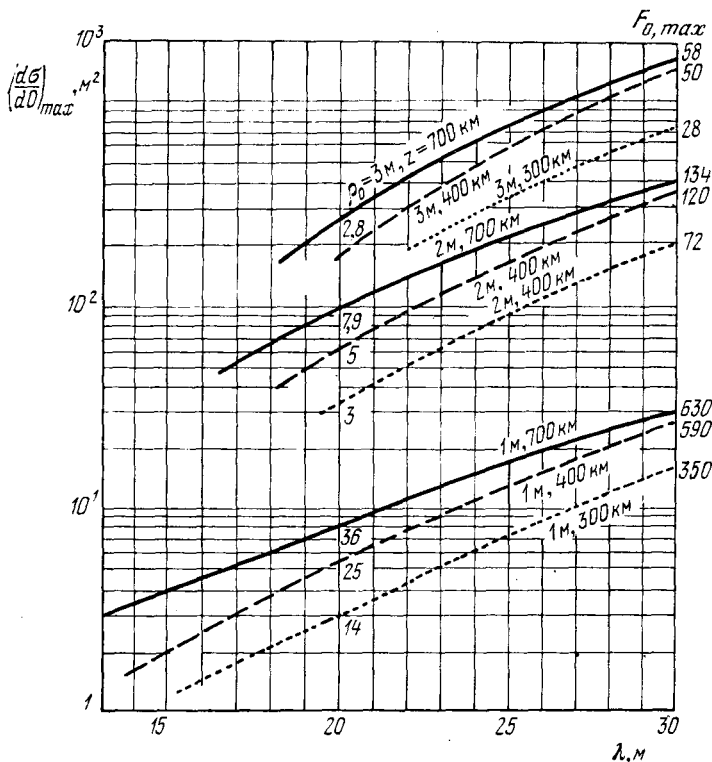



Рис. 46. Графики эффективного сечения рассеяния следа быстро движущихся шаров радиусов  $\rho_0 = 1, 2, 3$  м на различных высотах  $z$  в ионосфере. Цифры около кривых — значения  $d\sigma/d\sigma_0$  при  $\lambda = 20$  и  $30$  м.

эффекта рассеяния самого шара практически равно времени «прохождения» поля его рассеяния через угловой створ приемной антенны, то практически оно может значительно превышать времена всплеск  $\Delta t$  (см. (II.66)).

Заметим также, что если облучать область пролета тела из нескольких точек ( $S_1, S_2, S_3, \dots$ ), расположенных

на земной поверхности под различными углами, то в точке  $E$  (рис. 47) будет наблюдаться несколько рассеянных волн, и суммарное время  $\sum \Delta t$  действия эффекта рассеяния следа тела можно существенно увеличить. 

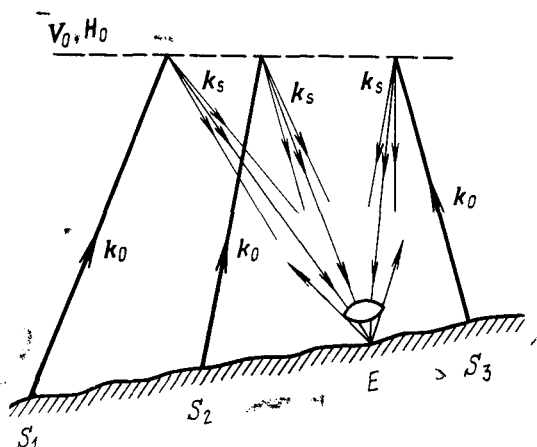


Рис. 47. Схема возможных на земной поверхности наблюдений за рассеянием радиоволн от следа быстро движущегося тела.

Из рис. 46 видно, что дифференциальное эффективное сечение рассеяния  $d\sigma/d\Omega$  быстро растет с увеличением длины волны, примерно по экспоненциальному закону; на рис. 46 соответствующие зависимости  $d\sigma/d\Omega$ , построенные в логарифмическом масштабе, близки к прямым. При этом отношения  $d\sigma/d\sigma_0$  (цифры у кривых) также значительно увеличиваются с ростом длины волны  $\lambda$ . В рассматриваемом диапазоне  $\lambda$  интенсивность поля рассеяния от следа шара превышает интенсивность поля рассеяния от самого шара в несколько сот раз. Дифференциальное сечение  $d\sigma/d\Omega$ , как это видно из рис. 46, увеличивается с высотой, однако значительно медленнее, чем с увеличением  $\lambda$ . Возрастание  $d\sigma/d\Omega$  с увеличением  $z$  объясняется тем, что уменьшение числа столкновений  $\nu_{ii}$  с высотой пересиливает влияние уменьшения концентрации электронов  $N_0$  — они обратным образом влияют на  $d\sigma$ .

Все приводимые выше результаты теоретических расчетов получены в предположении, что падающие волны, рассеиваемые следом тела, — плоские. Учет сферичности

падающей волны приводит к некоторым дополнительным особенностям (Васьков [62]), которые, однако, не изменяют сколько-нибудь существенно рассмотренные выше свойства и результаты количественных расчетов дифференциального эффективного сечения в том случае, когда можно пренебречь неоднородностью ионосферы, и тело движется в областях, где значение коэффициента ее преломления не близко к нулю. Влияние сферичности волны сводится в этом случае к тому, что главный максимум сечения рассеяния обрезается также за счет сферичности ее фронта (для плоской волны соответствующая расходимость формул для  $d\sigma$  обрезается только числом столкновений  $v_{ii}$ ). Связано это с тем, что эффективная длина следа, которая определяет главную часть интенсивности поля рассеяния, ограничивается первой зоной Френеля радиуса  $\rho_F \approx \sqrt{\lambda s}$ , где  $s$  — расстояние между источником падающих волн и телом. Однако роль сферичности волны становится весьма существенной, когда тело движется в неоднородной среде и проходит через области отражения падающей волны, где коэффициент ее преломления  $n^2 \rightarrow 0$ . В этом случае, как это было показано (см. [55]), значение  $d\sigma/d\Omega$  может возрасти на два порядка и более, особенно при малых углах падающей волны. Весьма сильным становится этот эффект, когда тело движется вблизи каустики, образующейся при отражении сферической волны от неоднородной среды. В этом случае происходит максимальная фокусировка волн. При этом для получения этого эффекта достаточно учитывать только неоднородность ионосферы по высоте, что и сделано в цитированных работах [55, 56].

Каустика, как известно, является огибающей семейства лучей, излучаемых источником, и образуется вследствие рефракции волн в неоднородной среде. Каустика отделяет область, освещенную волнами, от области тени. Естественно поэтому, что характер изменения сечения рассеяния изменяется при переходе тела из освещенной зоны в тень и зависит от положения тела относительно каустики. Детальные расчеты этого эффекта (Васьков [56, 63]) привели к следующим результатам. Интенсивность рассеянной волны максимальна, когда источник падающих волн и наблюдатель находятся в одной точке, когда тело движется касательно поверхности каустики и маг-

нитное поле Земли нормально к этой поверхности. Зависимость дифференциального эффективного сечения рассеяния от расстояния  $r_c$  шара радиусом  $\rho_0 = 1$  м до каустики, рассчитанная в работе [63] для области ионосферы высотой  $z = 250$  км ( $N_0 \sim 10^6$  см<sup>-3</sup>), изображена на

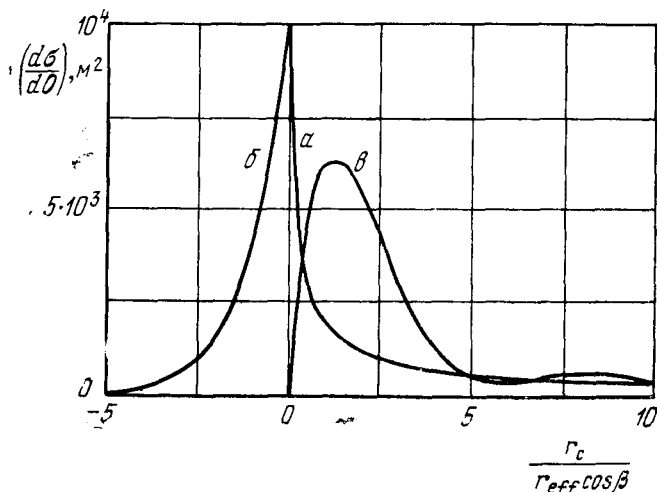


Рис. 48. Зависимость изменения дифференциального эффективного сечения рассеяния быстро движущегося тела при его прохождении через область каустики.

рис. 48. На этом рисунке кривая  $a$  соответствует движению тела, приближающегося к каустике со стороны освещенной области ( $r_c > 0$ ), кривая  $b$  — области, когда тело после пересечения каустики переходит в область тени ( $r_c < 0$ ), а кривая  $c$  описывает зависимость  $d\sigma/d\Omega$ , когда тело движется только в освещенной области. Если тело уходит в область тени за каустику, рассеяние происходит только на части следа тела, находящейся в освещенной области. Величина  $r_{\text{eff}} = V_0/v_{ii}$  обозначает так называемую эффективную длину следа тела, а  $\beta$  — угол между  $V_0$  и нормалью к каустике. Из рис. 48 видно, что в рассмотренном конкретном случае сечение достигает  $10^4$  м<sup>2</sup>, когда  $r_c = 0$ . Следует отметить, что приводимые на рис. 48 зависимости  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \left( \frac{r_c}{r_{\text{eff}} \cos \beta} \right)$  получены в [63] для случая, когда

$\beta \neq \pi/2$ , а именно при выполнении условия

$$r_{\text{eff}} |\cos \beta| > \sqrt[3]{\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{dn^2}{dz}\right)^{-1}}. \quad (\text{II.68})$$

Поскольку при  $z \approx 250$  км  $r_{\text{eff}} \approx 2 \cdot 10^2$  м и для  $N \approx 10^6$  отражение происходит на волне  $\lambda \approx 33$  м, то, приняв  $dn^2/dz \sim 10^{-4}$  м<sup>-1</sup>, получаем, что кривые на рис. 48 соответствуют случаю, когда  $|\cos \beta| \gtrsim 0,25$ ,  $\beta \lesssim 76^\circ$ . С увеличением угла  $\beta$ , как уже указывалось выше, значение  $d\sigma/d\theta$

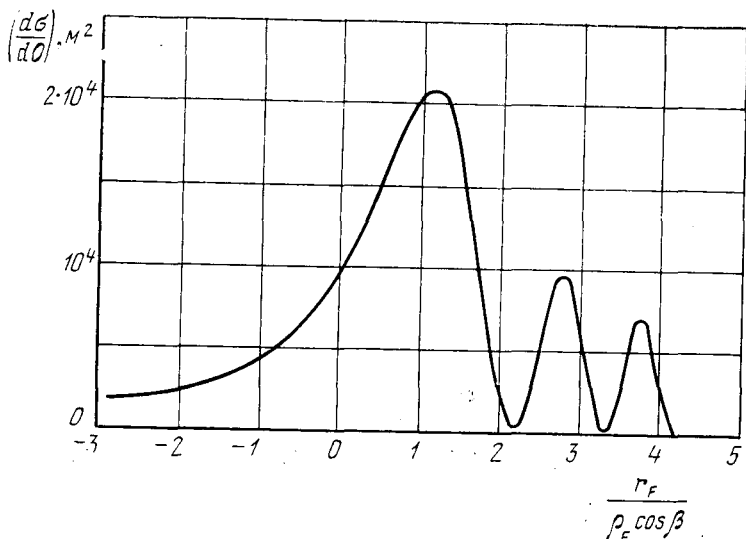


Рис. 49. Осциллирующий характер сечения рассеяния быстро движущегося тела при некотором его положении относительно каустики.

возрастает; точные расчеты при  $\beta \rightarrow \pi/2$  существенно усложняются и еще не проводились. Для указанного значения  $r_{\text{eff}} \approx 200$  м при движении тела около каустики сильное рассеяние происходит на расстояниях порядка  $1 \div 2$  км, поэтому время всплеска интенсивного поля рассеяния в точке наблюдения  $\Delta t \sim 0,1 - 0,2$  сек. Интересно, что в некоторых случаях при движении тела вблизи каустики  $d\sigma/d\theta = 0$ , и, следовательно, регистрируемое около земной поверхности поле рассеяния должно иметь осциллирующий характер. Такой эффект происходит при

определенной геометрии расположения фронта волны по отношению к каустике, когда сферичность волны может обрезать (ограничивать) сечение рассеяния и интерферируют волны, приходящие из области каустики и отраженные от зоны Френеля. Соответствующий случай, рассчитанный для указанных выше условий в ионосфере (см. [63]), изображен на рис. 49, где дана зависимость  $d\sigma/d\theta$  от расстояния  $r_F$  тела до центра зоны Френеля ( $\rho_F$  обозначает, как и выше, радиус первой зоны Френеля).

## § 12. Некоторые замечания о возбуждении волн и неустойчивости плазмы в окрестности быстро движущегося тела

Весьма важные задачи, возникающие при рассмотрении обтекания быстро движущихся в плазме тел ( $V_0 \gg v_i$ ), — это исследования условий неустойчивости окружающей тело плазмы, типов возбуждаемых в возмущенной области плазмы колебаний, переносимых вместе с телом, и возможности излучения возмущенной областью плазмы электромагнитных колебаний.

В общей постановке эти задачи требуют решения кинетических уравнений (I.11) с учетом зависимости от времени  $t$ , т. е. включающих члены  $\frac{\partial f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t}$  и  $\frac{\partial f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t}$ ; естественно, что их удобнее решать в системе координат, неподвижной относительно тела. Однако до сих пор неизвестны какие-либо завершенные результаты решения таких задач даже для простых частных случаев. Все рассмотренные выше данные получены из решения кинетических уравнений в системе координат, связанной с движущимся телом, т. е. из решения ряда стационарных задач, не учитывающих зависимости функций распределения  $f_e$  и  $f_i$  от времени. Вместе с тем очевидно, что поскольку имеет место сверхзвуковое движение тела, то сверхнизкочастотные (СНЧ) волны, зависящие от движения ионов, должны в том или ином виде играть роль и проявляться в процессах взаимодействия тела с плазмой даже в стационарном случае. Во-вторых, можно ожидать, что переносимое телом неоднородное облако, взаимодействуя с набегающими на тело потоками частиц или волнами, может способствовать возникновению процессов возбуждения

или излучения в нем плазменных колебаний и волн. При этом следует иметь в виду, что из-за влияния внешнего магнитного поля Земли все эти явления приобретают специфический и более сложный характер. Поэтому при определенных условиях могут оказаться выделенными отдельные случаи, т. е. благоприятным может быть возбуждение специального типа спектров волн.

В целом, вся эта проблема представляет собой весьма сложную малоисследованную область теории плазмы, и последовательное ее изучение является одной из ближайших и важнейших задач теории обтекания тел плазмой. Роль волновых процессов в окрестности быстро движущихся тел, в частности, иллюстрируют рассматриваемые ниже результаты исследований следа быстродвижущегося тела.

1. Связь возмущения электронной концентрации  $\delta N_e(\mathbf{r})$  следа тела с ионно-звуковыми волнами. «Волновой» характер возмущения электронной концентрации в дальней зоне следа тела проявляется непосредственно при рассмотрении его фурье-компоненты  $\delta N_q$  (см. (II.56)). В предыдущем параграфе уже указывалось, что именно для  $\delta N_q$  удалось получить (см. [60]), с учетом влияния электрического поля, возникающего в следе тела, самосогласованное решение кинетического уравнения и уравнения Пуассона в виде конечных формул. Это позволило в дальнейшем детально исследовать структуру следа тела. Соответствующие результаты приведены выше в § 9. Для этого использовалось обратное фурье-преобразование  $\delta N_q$ , т. е. численное интегрирование формулы

$$\delta N(\mathbf{r}) = \int \delta N_q e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} d^3q.$$

Для простоты проиллюстрируем здесь для изотропной плазмы, т. е. когда  $\mathbf{H}_0 = 0$ , соответствующие свойства  $\delta N_q$  и «волновые» ее особенности. В этом случае для неизотермической плазмы

$$\delta N_q = - \frac{N_0 \pi \sqrt{\pi} \rho_0^2 V_0}{q v_i} \frac{W \left( \frac{V_0}{v_i} \cos \chi \right)}{1 + \frac{T_e^*}{T_i} \left[ 1 + i \sqrt{\pi} \frac{V_0}{v_i} \cos \chi \cdot W \left( \frac{V_0}{v_i} \cos \chi \right) \right]}, \quad (\text{II.69})$$

где, как и выше (см. II.63),  $W$  — функция Крампа и  $\chi$  — угол между  $V_0$  и  $q$ . Можно заметить, что знаменатель (II.69), если его приравнять нулю, представляет собой дисперсионное уравнение для продольных ионно-звуковых волн  $\omega = qV_0$ , когда  $qD = \frac{2\pi D}{\lambda} \ll 1$  ( $D$  — дебаевский радиус). Формулу для  $\delta N_q$ , а также для возмущений электрического и магнитного поля в следе тела можно, однако, получить другим методом, чем это сделано в работе [60]. Соответствующие расчеты, выполненные в работе [37], непосредственно показывают, что характер этих возмущений связан именно с возбуждением ионно-звуковых волн телом. Наличие дисперсионного знаменателя в (II.69), таким образом, имеет вполне ясный физический смысл, и полученное теоретически максимальное возмущение электронной концентрации на конусе с углом раствора  $\sim 2 \arcsin \frac{v_i}{V_0}$  (см. рис. 24 и 25) является результатом черенковского возбуждения ионно-звуковых волн телом. В некотором смысле можно здесь отметить аналогию между этим конусом и конусом Маха, известным в аэродинамике. При этом следует, однако, иметь в виду замечания, сделанные выше на стр. 75, 76. В изотермической плазме вследствие сильного затухания ионно-звуковых волн конус возмущенной области размыт и не имеет резких границ (см. рис. 24). В неизотермической плазме, где затухание ионно-звуковых волн мало, этот эффект становится более выраженным. Черенковское возбуждение ионно-звуковых волн приводит к тому, что области разрежения частиц приобретают резкие границы и сильно сужаются — угловая их ширина значительно уменьшается (см. рис. 27 и 28). Появление же областей сгущения сзади тела, приобретающих с увеличением  $T_e/T_i$  узкий «лепестковый характер» (см. рис. 28), объясняется, как уже указывалось в § 9, усилением влияния электрического поля вследствие фокусировки частиц, а также малым затуханием ионно-звуковых волн.

В намагниченной плазме, когда  $H_0 \neq 0$ , формула для  $\delta N_q$  имеет структуру, аналогичную формуле (II.69) для изотропной плазмы (см., например, [5]). Так же, как и в случае  $H_0 = 0$ ,  $\delta N_q$  имеет дисперсионный знаменатель, поведение которого определяется спектрами различного



типа магнито-звуковых волн. Исследовать структуру возмущения, когда  $H_0 \neq 0$ , под этим углом зрения, естественно, более сложно, чем в изотропном случае (см. [71]).

2. О взаимодействии падающих электромагнитных волн со следом тела. Следует ожидать, что в неоднородном облаке, переносимым телом в определенных условиях, могут наблюдаться различного типа «резонансы» вследствие взаимодействия возбуждаемых в нем токов с полем падающих электромагнитных волн. Плазменные колебания, возникающие в самом следе, по-видимому, могут также приводить к модуляции падающих волн. Можно ожидать в следе тела одновременного когерентного возбуждения колебаний на частотах, удовлетворяющих различным резонансным условиям плазмы, например, в окрестности верхнего и нижнего гибридных резонансов, что приведет к сложной структуре их суммарного поля. Различные экспериментальные факты, которые наблюдались на ИСЗ, рассматриваемые, например, в следующей главе и не нашедшие до сих пор должного теоретического объяснения, по-видимому, обусловлены именно волновыми процессами, возникающими из-за взаимодействия следа тела с падающим на него естественным электромагнитным излучением окружающей его плазмы. Интересные данные подобного типа, требующие дальнейшего теоретического осмысливания, недавно были, например, сообщены по результатам наблюдений на ИСЗ «OGO-1» (Helliwell [64]). Отличительной особенностью подобных экспериментальных фактов может быть, например, их связь с периодом вращения тела, с ориентацией его следа относительно вектора внешнего магнитного поля  $H_0$ , связь скорости падающих на тело волн со скоростью тела  $V_0$  и т. п. Еще раз необходимо подчеркнуть, что весь этот круг явлений в настоящее время очень мало исследован (см. [55] и Саясов, Жижимов [172]). Как и в предыдущем разделе этого параграфа, для иллюстрации коротко опишем здесь лишь один рассмотренный теоретически случай «резонансного» взаимодействия падающего на след тела пакета волн, по-видимому, объясняющего некоторые экспериментальные данные.

Было показано (Будько [65, 37]), что при выполнении «резонансного» условия

$$d\omega/dk = V_0, \quad (\text{II.70})$$

т. е. если групповая скорость падающего пакета волн равна скорости тела и вектор  $V_0 \perp H_0$ , в неоднородном следе возбуждаются колебания, соответствующие резонансной ветви колебаний в окрестности нижней гибридной частоты  $\omega_L$  (см. (I.34) и (I.42)). Физически условие (II.70) означает, что падающий на тело пакет волн движется вместе со следом тела, что способствует сильному взаимодействию между ними. Падающий пакет волн поляризует неоднородное облако, в нем возбуждаются медленные продольные волны, и эффект длится долго. Эти теоретические расчеты были стимулированы некоторыми результатами опытов на ИСЗ «Алуэт» (Brice, Smith [66], McEwen, Barrington [67]), в которых наблюдались подобные эффекты. Свистящие атмосферерики, которые регистрировались на ИСЗ (рис. 50, ветвь *a*), возбуждали колебания плазмы (ветвь *b*), которые обрезались на нижней гибридной частоте. Результаты теоретических расчетов этого эффекта [65], схематически изображенные на рис. 50 внизу, на котором дана зависимость частоты пакета возбуждаемых колебаний в окрестности нижней гибридной частоты от времени, довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Приведенные на рис. 50 теоретические результаты соответствуют временам

$$t \gg t_0 \approx \lambda_L/V_0, \quad (\text{II.71})$$

для которых получаются простые обозримые формулы. В (II.71)  $\lambda_L$  — длина волны возбужденных колебаний. Ширина  $\Delta f_L$  этого пакета колебаний и их амплитуда  $E_L$  изменяются в зависимости от времени следующим образом:

$$\Delta f_L \sim 1/t, \quad E_L \sim 1/t^{3/2}. \quad (\text{II.72})$$

Для результатов опытов, приведенных на рис. 50, по данным различных измерений на ИСЗ «Алуэт» (см. [60, 67])  $t_0 \approx 0,1$  сек. Следует, однако, отметить, что количественное сравнение теории с указанными экспериментальными данными не представилось возможным провести, так как в работах [66, 67] отсутствуют необходимые для этого данные об амплитуде колебаний  $E_L$ , ее зависимости от времени, ширины пакета  $\Delta f_L$  возбуждаемых волн и т. п. Вме-

сте с тем, очевидно, что даже этот единственно изученный случай согласия теории с экспериментом подтверждает большой интерес к развитию теории эффектов, о которых идет речь в этом параграфе.

**3. Об излучении следа тела и его неустойчивости.** Нам кажется целесообразным завершить этот параграф несколькими очень краткими замечаниями. Мы видели выше, что в окрестности тела могут возбуждаться волны,

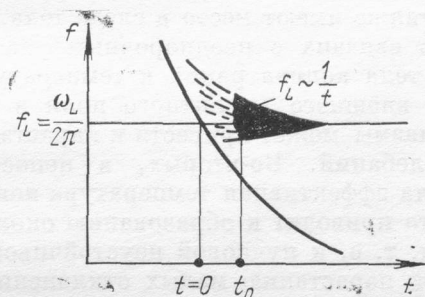


Рис. 50. Результаты наблюдения нижнегибридного резонансного возбуждения поля (б) свистящими атмосфериками (а) на ИСЗ «Алуэт». Внизу дано схематическое изображение результатов теоретических расчетов этого эффекта.

которые определяются движением ионов, поскольку его скорость  $V_0 \gg v_i$ . Для того чтобы такие колебания мало затухали, необходимо, во-первых, чтобы их длина волны была меньше длины свободного пробега ионов, и, во-вторых, необходима неизотермичность плазмы ( $T_e \gg T_i$ ).

Поскольку скорость электронов  $v_e \gg V_0$ , а следовательно, и фазовая скорость ожидаемых электронных волн также будет больше  $V_0$ , возбуждение электронных волн требует более благоприятных и специальных условий, чем возбуждение ионных волн. Однако «электронным резонансам» может способствовать, например, рассеяние электронов на неоднородной (квазипериодической) структуре следа тела, благоприятная ориентация вектора  $\mathbf{H}_0$  относительно  $V_0$  и другие причины. Поэтому исключить возможность их возбуждения нет еще достаточных оснований. Следует здесь заметить, что в цитированных выше опытах на ИСЗ «Джеминай Агена» [10] и на «Эксплорер-21» (Samir, Wrenn [166]) было установлено, что вблизи тела эффективная температура электронов  $T_{e, \text{eff}}$  на оси тела в  $1,5 \div 2$  раза больше, чем  $T_e$  окружающей невозмущенной плазмы. Это, по-видимому, связано с тем, что вблизи тела нарушается максвелловское распределение электронов. Однако, какова бы ни была причина этого эффекта, он может способствовать неустойчивости плазмы и возбуждению около тела волн.

Условия, способствующие неустойчивости плазмы и нарастанию возмущений в окрестности различного типа «резонансов», также имеют место в следе тела. Во-первых, неустойчивость связана с неоднородным распределением в окрестности тела концентрации и температуры плазмы. При наличии внешнего магнитного поля в этом случае возмущение плазмы может привести к нарастанию некоторого типа колебаний. Во-вторых, в непосредственной близости от тела эффективная температура ионов  $T_i \ll T_e$  (см. [5, 18]), что приводит к образованию около тела двух потоков частиц, т. е. к пучковой неустойчивости плазмы, способствующей нарастанию малых отклонений от стационарного состояния плазмы и возбуждению в ней волновых процессов. Следует, однако, иметь в виду, что в реальных условиях инкременты в этом случае невелики.

При рассмотрении подобного типа задач, естественно, большую, а, возможно, в ряде случаев решающую роль может играть взаимодействие следа тела с падающими на него потоками частиц — корпускулярным излучением Солнца. В этом случае, как и при рассмотрении других задач, существенно влияние свойств поверхности тела — характер его взаимодействия с потоками частиц — (см.

выше § 6) и его потенциала  $\varphi_0$  (см., например, Гуревич [68]). Некоторые вопросы неустойчивости плазмы в окрестности движущихся тела, в частности, обусловленные влиянием фотоэмиссии его поверхности, были рассмотрены в работах Смирновой [173, 174]. Интересный вид неустойчивости, который также может играть роль в окрестности движущихся тел, исследован в работе Гуревича, Парийской и Пятаевского [175]. Этот механизм неустойчивости обусловлен наличием в ионосфере различного сорта ионов, которое приводит к появлению электрического поля в возмущенной за телом зоне, ускоряющего движение легких ионов, и к возможности возбуждения ионно-звуковых волн.

## ГЛАВА III

# ВОЛНЫ И КОЛЕБАНИЯ В ПРИЗЕМНОЙ ПЛАЗМЕ

### § 13. Краткая характеристика результатов различных опытов

Волновые процессы, происходящие в приземной плазме (ионосфере, плазмопаузе, магнитосфере), а также в межпланетной среде вплоть до расстояний в миллион километров от Земли изучаются в последние несколько лет очень интенсивно и успешно. Почти каждый новый номер журнала (например, *J. Geophysica Research*) приносит новые экспериментальные данные или содержит результаты различных попыток их теоретического объяснения. Состояние этой области физики плазмы характеризуется тем, что результаты экспериментов занимают здесь ведущее положение; весьма прогрессируют методы различных измерений. Несмотря на то, что ряд теоретических расчетов или решенных задач позволил расширить представления как о механизмах возбуждения волн в рассматриваемых областях плазмы, так и о свойствах распространения в ионосфере различного типа волн, множество фактов остается необъясненным и некоторые даже кажутся причудливыми. Частично это связано с тем, что для теоретического анализа результатов различных опытов часто не хватает экспериментальных данных, так как не измеряются одновременно со спектрами волновых процессов величины, характеризующие состояние плазмы. Однако такая ситуация возникла главным образом из-за того, что объяснение некоторых явлений, по-видимому, не укладывается в рамки линейной теории, а также из-за большой сложности кинетического рассмотрения ряда конкретных задач; часто вообще неясно как сформулировать соответствующую теоретическую задачу.

Рассмотрение этой широкой и многогранной области исследований и обобщение весьма большой информации, полученной во множестве опытов, опубликованной в литературе, является в настоящее время нелегким трудом. Достаточно полное освещение этих вопросов, естественно, выходит далеко за пределы объема настоящего очерка. Этому должна и может быть посвящена отдельная монография. Вместе с тем, в этой главе хотелось бы дать читателю хотя и краткое, но по возможности достаточно стройное представление о ситуации в исследованиях волновых процессов в окрестности Земли. Естественно, что это невозможно сделать, если не ограничить содержание определенными узкими рамками. Исходя из этого, автору представлялось наиболее важным и интересным:

во-первых, изложить только основные экспериментальные результаты, показывающие, какие типы волн наблюдались в широком диапазоне частот в приземной плазме. Естественно, что при этом неизбежны отдельные краткие замечания теоретического характера;

во-вторых, рассмотреть экспериментальные данные, полученные непосредственно в плазме, т. е. главным образом результаты измерений на искусственных спутниках и ракетах. Однако полную картину о типах волн, наблюдаемых в приземной плазме, нельзя получить без использования некоторых результатов наземных наблюдений. Поэтому единичные данные такого характера также приводятся ниже;

в-третьих, ограничиться в основном рассмотрением результатов исследований во внешней ионосфере, т. е. до расстояний в  $4 \div 5R_0$ , в плазмопаузе и в ближней к Земле окрестности переходной области плазмы в магнитосферу, т. е. до расстояний в  $6 \div 10R_0$ . Однако и этого ограничения нельзя полностью придерживаться. Для полноты картины о наблюдаемых волновых процессах представляется интересным привести некоторые единичные факты, зарегистрированные на значительно больших расстояниях, а именно в солнечном ветре на расстояниях примерно в миллион километров от Земли.

В указанных рамках ограниченного рассмотрения волновых процессов в приземной плазме результаты различных опытов, рассматриваемые ниже, характеризуются следующими особенностями.

1. На ИСЗ и ракетах наблюдались плазменные волны и колебания *во всех резонансных областях*, предсказываемых линейной теорией (см. рис. 3), а именно: резонансная ветвь, примыкающая к гирорезонансу ионов, ветвь колебаний между нижнегибридной частотой и гирорезонансом электронов, ленгмюровские волны и волны на верхней гибридной частоте. Наряду с этим зарегистрированы, свойственные неизотермической плазме ( $T_e \gg T_i$ ) продольные (электростатические,  $k_0 \parallel E$ ) ионно-звуковые волны (магнито-звуковые волны) (см. рис. 5 и 6), кратные ионные и электронные гирорезонансы (см. формулы (I.73), (I.74)).

2. Важная и принципиальная особенность результатов многих опытов состоит в том, что принимаемые волны регистрируются часто как *поперечные электромагнитные волны*, т. е.  $k_0 \perp E, H$ , и получаемые данные хорошо удовлетворяют соотношению  $n = cE/H$ , связывающему электрическую и магнитную компоненту поперечных волн ( $n$  — коэффициент преломления волны,  $c$  — скорость света). Вместе с тем, по своей природе эти волны могут часто возбуждаться только как продольные — должна существенно преобладать их электрическая компонента  $E$ . Это свидетельствует о том, что в приземной плазме происходит *трансформация продольных волн в поперечные*, конкретный механизм которого до сих пор не уточнен теоретически ни для одной серии опытов, что является весьма важной задачей будущих исследований. К этому факту уже давно привлекают внимание также многочисленные результаты наземных наблюдений, когда регистрируются только поперечные электромагнитные волны, приходящие из ионосферы. Вместе с тем, соответствующие электромагнитные колебания принимаются в диапазонах частот, в которых в приземной плазме возбуждаются резонансные ветви волн, продольная составляющая электрического поля которых значительно больше поперечной составляющей.

3. Весьма активно проявляются резонансы на *нижнегибридной частоте*. Нижнегибридная частота вообще играет большую роль в различных эффектах, происходящих в приземной плазме. На этой частоте наблюдается «обрезание» *возбужденных* в плазме колебаний, происходит «отражение» *распространяющихся* в ней волн, излу-



чаемых удаленными от точки наблюдения источниками. В диапазоне частот между нижегибридной и ионно-циклотронной частотами происходит «захват» волн в приземную плазму, так как они могут распространяться под любым углом к магнитному полю. Это приводит к сложного типа траекториям СНЧ волн. Возникновению подобного типа эффектов способствует также многокомпонентный ионный ее состав на высотах  $z \lesssim 1000$  км. В итоге на спутниках наблюдаются волны, которые не могут регистрироваться на поверхности Земли, а именно; подпротоносферные свисты (Subprotonospheric whistlers), магнитосферные отраженные (МО) свисты и их разновидность (Magnetospheric-Reflected и  $\nu$ -whistlers) и другие эффекты.

4. Во многих опытах зарегистрированы как широкополосные, так и узкополосные колебания плазмы, механизмы возбуждения которых неизвестны. Некоторые результаты подобных опытов описаны ниже. Большой интерес среди этих данных представляет устойчивое существование в течение многих минут узкополосных продольных волн на частотах  $\frac{3}{2} \omega_H, \dots, \frac{s+1}{2} \omega_H$  ( $s$  — целое четное число) преимущественно в окрестности магнитного экватора. Наблюдалось возбуждение двухкратных и трехкратных резонансных колебаний  $2\omega_U$  и  $3\omega_U$  ( $\omega_U$  — верхняя гибридная частота) и двухкратный резонанс  $\omega_0$  ( $\omega_0$  — ленгмюровская частота электронов) под ударным воздействием импульсов радиоволн, излученных на ИСЗ. Зарегистрированы колебания плазмы на комбинационных частотах  $(\omega_U - \omega_H)$ ,  $(\omega_0 - \omega_H)$ , а также на различных частотах, которые не идентифицируются простым образом с характерными резонансными частотами, известными из линейной теории плазмы.

5. Рассмотрение большой литературы (она достигает сотен статей), описывающей волновые процессы в приземной и межпланетной плазме, показывает, что отсутствует достаточно определенная терминология и классификация различных волн по диапазонам частот, что обусловлено частично тем, что неизвестны их механизмы и области высот источников их возбуждения. Так, волны, частоты которых больше гирочастоты  $\omega_H$  или ленгмюровской частоты  $\omega_0$  электронов, наблюдаемые на больших расстоя-

ниях от Земли, в ряде работ называются СНЧ или НЧ волнами. Вместе с тем, по своей природе это чисто высокочастотные (ВЧ) волны, так как обусловлены колебаниями электронов. В других работах СНЧ или НЧ волнами называются волны с частотой  $\omega < \omega_L$  ( $\omega_L$  — нижнегибридная частота) или с частотой, лежащей между  $\omega_L$  и  $\Omega_H$ , т. е. волны, поведение которых существенным образом определяется колебаниями ионов (лишь при  $\omega \gg \omega_L$  и  $\omega \rightarrow \omega_H$  постепенно исчезает роль ионов). В этом случае более оправданы соответствующие названия волн. Аналогичным образом нет четкого определения термина УНЧ волн. К ним относятся часто волны с частотой  $\omega > \Omega_H$  — гирочастоты ионов и даже с частотой  $\omega \cong \omega_L$ . В других работах под термином УНЧ понимаются волны  $\omega < \Omega_H$ . В русской литературе возник термин ОНЧ (очень низкочастотные) волны, который используется вообще неясным образом.

На основе подробного знакомства с обилием экспериментальных данных нам кажется необходимым произвести более четкую классификацию наблюдаемых в приземной плазме излучений по диапазонам частот. Отсутствие такой классификации приводит к путанице. Автору представляется физически оправданной классификация, использованная выше при описании ветвей резонансных колебаний (см. (1.31) — (1.35)). Соответственно и ведется дальнейшее изложение:

УНЧ (ELF) волны соответствуют диапазону частот  $0 < \omega \lesssim \Omega_H$ ,

СНЧ (VLF) волны соответствуют диапазону частот  $\Omega_H \lesssim \omega \lesssim \omega_L$ ,

НЧ (LF) волны соответствуют диапазону частот  $\omega_L < \omega \lesssim \omega_H$ ,

ВЧ (HF) волны соответствуют диапазону частот  $\omega > \omega_H$ .

Естественно, что любая терминология и классификация всегда имеет условные элементы. В данном случае также трудно и часто даже принципиально невозможно провести границу между различными классами волн. Особенно это затруднительно делать при рассмотрении волн, механизмы которых обусловлены неизотермичностью плазмы. В этом случае смазывается выбранная граница  $\omega_L$  между СНЧ и НЧ волнами, так как характерной частотой

в этом диапазоне частот является уже не нижнегибридная частота  $\omega_L$ , а ленгмюровская частота ионов  $\Omega_0$ .

Само собой разумеется, что ниже в каждом разделе будут содержаться данные, перекрывающие следующий раздел. Вместе с тем, рамки выбранной классификации позволяют более четко определить физический подход к различным экспериментальным данным и более стройно изложить соответствующие результаты опытов.

### § 14. Результаты исследований УНЧ волн

К УНЧ диапазону мы относим здесь только волновые процессы, частота которых ниже и порядка гирочастоты протонов ( $0 < \omega \leq \Omega_H (H^+)$ ). В области ионосферы, где играют роль различные сорта ионов, рассматриваются также некоторые явления, обусловленные поведением волн в промежуточных между гирорезонансами отдельных ионов диапазонах частот (см. рис. 4 и его описание). Литературные данные показывают, что наименьшее число экспериментальных данных соответствует именно этому диапазону частот. Насколько удалось автору разобраться в результатах различных опытов в ряде работ, где регистрируемые колебания плазмы называются УНЧ шумами или волнами, соответствующие процессы возбуждались в областях плазмы, где их частота намного превышает  $\Omega_H (H^+)$ . Например, в работе (Russell, Holzer [69]) регистрировались УНЧ шумы (как авторы их называют, ELF-Noise) в диапазоне частот  $f = 100-800$  гц преимущественно на расстояниях от Земли  $R \sim 3,5R_0$  ( $L = 6$ , магнитная широта  $\sim 45^\circ$ ), где  $\Omega_H (H^+) < 100$  гц. Таким образом, наблюдаемые в этих опытах данные можно отнести к СНЧ волнам, поскольку соответствующий им диапазон частот лежит в области  $\Omega_H < \omega < \omega_L$ . В данном очерке некоторые результаты работы [69] рассмотрены в § 15.

1. «Гидромагнитные свисты». На земной поверхности регистрировались, начиная с конца 60-х годов (Benioff [70], Troitskaya [71], Saito [72]), цепочки следующих друг за другом дискретных пакетов волн магнитосферного происхождения частотой в доли и единицы герц. Они были названы первоначально «жемчужинами» (pearl-type-micropulsations). В дальнейшем стало понятным, что эти

пакеты волн распространяются аналогично электронным свистам (свистящим атмосферикам), гидируясь вдоль магнито-силовых линий Земли, пересекающих местоположение источника (Terpley [73]). Поэтому они были названы гидромагнитными свистами. Они соответствуют ионной ветви волн, переходящей в пределе при  $\omega \rightarrow 0$  в альвеновскую волну, а при  $\omega \rightarrow \Omega_H$  — в ионно-циклотронную волну (см. рис. 1 и формулы (I.36), (I.37), (I.43) и (I.106)). Отражаясь в магнитно-сопряженных точках, эти волны создают в точке наблюдения цепочку дискретных сигналов. При этом временная зависимость частоты этих пакетов волн  $d\omega/dt$  определяется законами их дисперсии  $dn/d\omega$ . Первоначально были обнаружены пакеты волн, частота которых растет со временем  $d\omega/dt > 0$  (Terpley, Wentworth [74]; Gendrin, Stefant [75]; Mainstone, McNicol [76]; Jacobs, Watanabe [77], Campbell, Stilner [78]). Образцы сонограмм (зависимость частоты  $\omega$  от времени распространения  $t$ ) этих пакетов волн приведены на рис. 51 и 52 (Kenney, Knafich [79]; Liemohn [80]). При этом в верхней части рис. 51 изображены сонограммы редко наблюдаемых пакетов волн с обратным знаком временной зависимости  $d\omega/dt < 0$ . Они соответствуют электронной ветви волн, переходящей в пределе при  $\omega \rightarrow 0$  в быструю модифицированную альвеновскую волну, а при  $\omega \gg \Omega_H$  — в электронный свист (см. рис. 1 и формулы (I.38) — (I.42), (I.41) и (I.106)).

Рис. 51 и 52 отличаются рядом особенностей. Следует прежде всего указать, что в дальнейших опытах было установлено, что приведенные на них пакеты волн возбуждаются преимущественно на расстояниях в 5—9  $R_0$  от Земли, где электронная и ионная концентрации изменяются примерно в пределах от  $5 \div 20$  до  $0,1 \div 1 \text{ см}^{-3}$  (Kenney, Knafich, Liemohn [81]; Higuchi, Jacobs [82]). Результаты множества опытов привели к заключению, что, по-видимому, эти волны генерируются в результате ионно-циклотронного резонанса при взаимодействии набегающих на Землю потоков частиц с плазмой (см. формулу (I.21)). Такой механизм возбуждения дает хорошее согласие с энергиями корпускулярных потоков  $E \gtrsim 10 \text{ кэВ}$ . Что же касается «электронных» свистов, изображенных в верхней части рис. 51, то механизм их возбуждения остается неясным, так как в соответствующей области частот

( $\omega \sim \Omega_H$ ) электронная волна не имеет особенностей. Если это электронно-циклотронный резонанс, то для генерации этих волн требуются квазирелятивистские электроны.

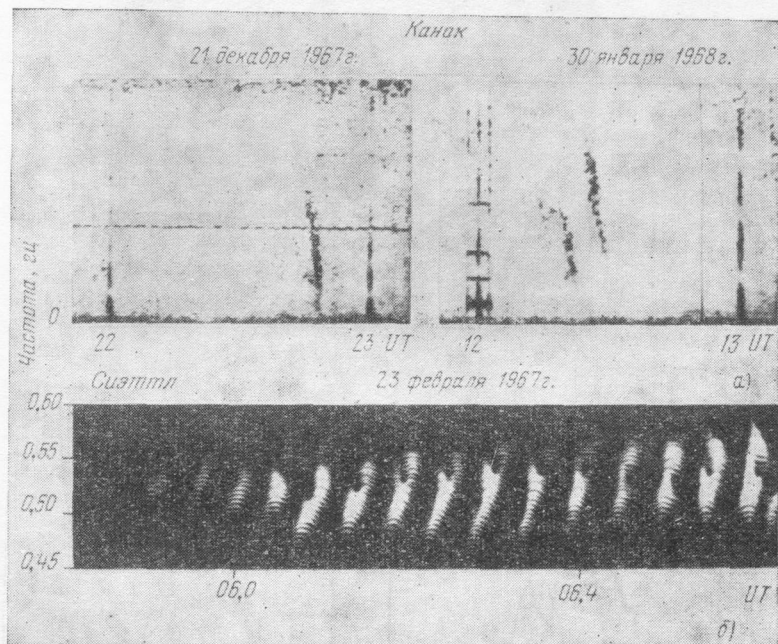


Рис. 51. Сонограммы редко наблюдаемых УНЧ электронных волн (а), возбуждаемых на расстояниях от Земли в 5—9  $R_0$ , и цепочки пакетов УНЧ ионных волн—гидромагнитных свистов (б).

Указанные представления об ионных гидромагнитных свистах, делают более понятными особенности сонограмм, изображенных на рис. 51 и 52. На них заметно усиление, а не ослабление интенсивности сигналов с увеличением их номера. На рис. 52 представлены энергетические частотные спектры восьми следующих друг за другом гидромагнитных свистов. Их интенсивность возрастала от 1-го до 5-го сигнала, а затем убывала. Восьмой (т. е. последний), как и первый сигнал, — наиболее слабые. Предполагается, что наряду с ионно-циклотронным механизмом возбужде-

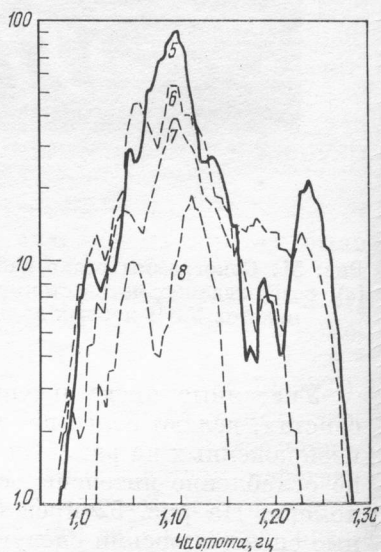
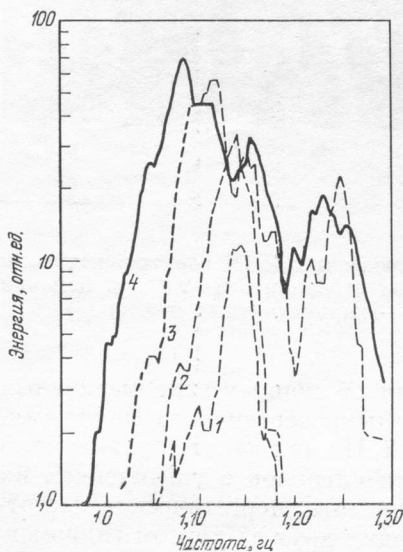
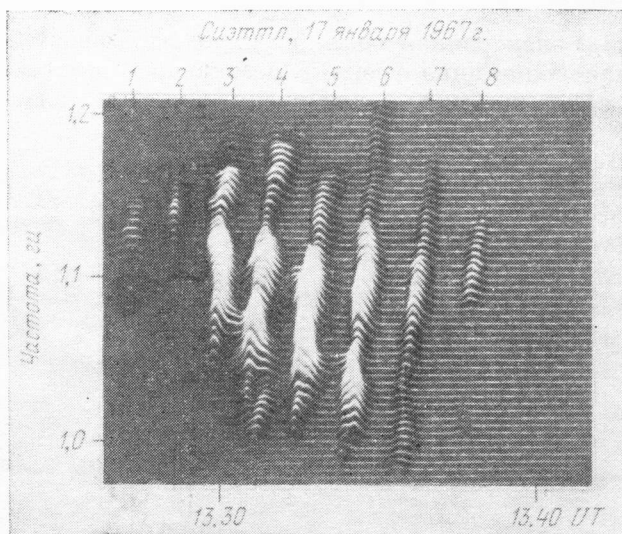


Рис. 52. Сонограммы цепочки из восьми гидромагнитных свистов и их энергетические спектры.

ния при прохождении этих сигналов через апогеи их траектории действует механизм ионно-циклотронного усиления [80].

Теоретические расчеты времени группового запаздывания  $t(\omega) = \int ds/U_1$  (где  $ds$  — элемент пути волны, а  $U_1$  — ее групповая скорость, см. (I.106)) и определение на основе таких расчетов частотно-временных  $\omega(t)$  характеристик гидромагнитных свистов (Obayashi [83], Hultqvist [84]) в общем хорошо согласуются с результатами опытов. Использование соответствующего теоретического анализа результатов измерений используется для диагностики областей плазмы, где сигналы генерируются (см., например, [81], [82]). В настоящее время наблюдения за гидромагнитными свистами и вообще за жемчужного типа микропульсациями ведутся на широкой сети станций (Lietmohn [85]). Мы не останавливаемся здесь за недостатком места на ряде свойств гидромагнитных свистов, отсылая читателя к литературным данным (см., например, Pore [86], Tartaglia [87], Гулельми, Троицкая [190, 191]).

Гидромагнитные свисты возбуждаются в областях плазмы, где можно пренебречь столкновениями между частицами. Как и механизмы их возбуждения и усиления, ряд эффектов, объясняющих их поведение, — чисто кинетической природы. Кинетическая поправка к коэффициенту преломления  $n$  играет при этом небольшую роль. С учетом теплового движения ионов

$$n_{12}^2 = n_0^2(1 + \delta), \tag{III.1}$$

где  $n_0^2$  определяется формулами (I.36), (I.38), соответственно, для обеих ветвей волн 1 и 2, а

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \frac{\omega \Omega_0^2}{(\Omega_H - \omega)^3}, \tag{III.2}$$

если

$$z_{Hi} = \frac{\Omega_H - \omega}{\omega} \frac{c}{nv_i} \gg 1. \tag{III.3}$$

(Более общие формулы см. в [3, 12].) Автор работы [82] при определении концентрации ионов  $N_i$  на основе теоретического анализа гидромагнитных свистов, использовал

вместо формулы (III.1) формулу с кинетической поправкой, учитывающей также влияние конуса потерь заряженных частиц в области их отражения. Полученные им результаты, однако, показали, что учет кинетической поправки мало влияет на значения  $N_i$ . Пространственный коэффициент циклотронного затухания этих волн при выполнении условия (III.3) и угле  $\theta = 0$  между волновым вектором  $\mathbf{k}_0$  и вектором магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  равен

$$\kappa_{Hi} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{c}{v_i} \frac{\Omega_H(\Omega_H - \omega)}{\omega^2} \exp(-z_{Hi}^2). \quad (\text{III.4})$$

При  $\omega \rightarrow \Omega_H$  значение  $\kappa_{Hi}$  быстро возрастает и до тех пор, пока

$$\left( \frac{\Omega_H - \omega}{\omega} \right)^{1/2} \lesssim \frac{v_i}{V_A} \quad (\text{III.5})$$

( $V_A$  — альвеновская скорость),

$$\kappa_{Hi} \sim \frac{c}{\sqrt[3]{V_A^2 v_i}} \quad (\text{III.6})$$

(см. подробнее [3, 12]).

**2. Ионно-циклотронные свисты.** В ионосфере ионная ветвь УНЧ волн впервые наблюдалась непосредственно на ИСЗ в окрестности гирорезонанса протонов (Smith и др. [88]). Источником такого «протонного свиста» являются УНЧ волны, излученные молниевым разрядом. При входе в ионосферу эти волны расщепляются на обыкновенную и необыкновенную компоненты. Одна из них — необыкновенная волна — образует электронный свист (см. рис. 1). Как известно, эта волна гидируется вдоль магнитного поля Земли и наблюдается в магнитно-сопряженной точке, или, отражаясь в ее окрестности, в точке наблюдения как свистящий атмосферик; его зависимость  $\omega(t)$  растянута во времени,  $d\omega/dt < 0$ . Свисты много изучались и описаны в литературе (см., например, Helliwell [89]; Gendrin [90]). Мы их коснемся коротко при описании СНЧ и НЧ волн лишь в связи с рассмотрением некоторых явлений в ионосфере. Вторая волна — ионная (обыкновенная) — может наблюдаться только непосредственно в ионосфере над источником излучения, так как обрезается на гирочастоте различных ионов, значения которых уменьшаются с увеличением высоты. Поэтому она не достигает



магнитно-сопряженной точки и не наблюдается на земной поверхности. Одна из сонограмм ионно-протонных свистов, обнаруженных впервые на ИСЗ «Инжун-3», изображена

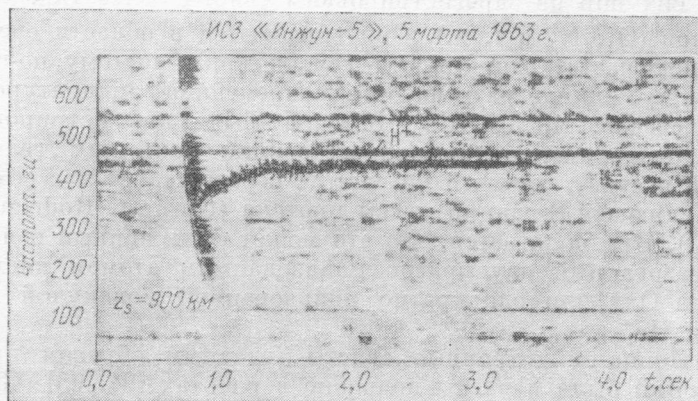


Рис. 53. Сонограмма протонного свиста, наблюдаемого только на ИСЗ.

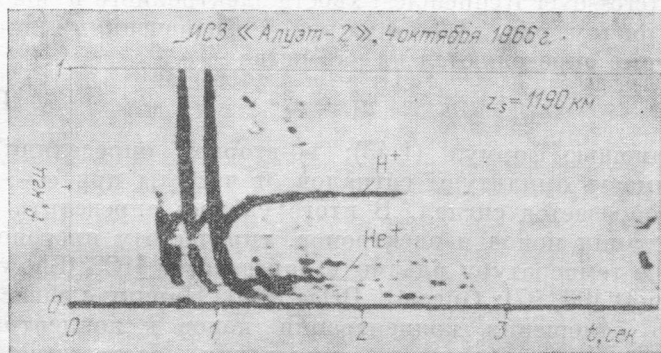


Рис. 54. Сонограмма протонного H<sup>+</sup> и гелиевого He<sup>+</sup> свистов.

на рис. 53 (Gurnett, Brice [91]). На этом же рисунке виден хвост электронного свиста (short fractional — hop whistler), который из-за короткого пути распространения от поверхности Земли до ИСЗ испытывает малую дисперсию.

Наоборот, протонный свист сильно диспергирует с приближением  $\omega$  к  $\Omega_H$  ( $H^+$ ) и растягивается обычно на несколько секунд. В дальнейшем были обнаружены также гелиевые свисты (рис. 54, Barrington, Belrose, M a t h e r [92]). До сих пор не зарегистрированы свисты более тяжелых ионов ( $O_1^+$ ,  $N_1^+$  и т. д.). Они обрезаются в области очень низких частот (единицы или десятки герц) и поэтому, по-видимому, плохо разрешаются современной аппаратурой. Интересно, что на ИСЗ «Инжун-5» были зарегистрированы одновременно три ионных свиста: протонный, гелиевый и свист, который по частоте соответствует массе, составляющей 8 единиц массы протона (Gurnett, Rodriguez [93]). Предполагается, что это может быть ионный свист, образованный двухкратно ионизованным атомом кислорода  $O^{++}$  или однократно ионизованной молекулой гелия  $He_2^+$ .

Ионно-циклотронные свисты (главным образом протонные) были изучены подробно в работах [94, 95] (Gurnett и др. [94], Shawhan [95]). Теоретический анализ полученных экспериментальных данных позволил авторам разработать методику диагностики внешней ионосферы. Для этого они использовали, во-первых, частоты пересечения (crossover frequencies) хвоста электронного и ионного свистов (см. рис. 53, 54 и на рис. 4 обозначения  $\omega_{12}$  и  $\omega_{23}$ ), которые определяются из равенства

$$n_1^2 = n_2^2 \quad (\text{III.7})$$

с помощью формул (I.43); во-вторых, определяли зависимость амплитуды сигналов от частоты при  $\omega \rightarrow \Omega_H$ , где обрывается сигнал. В итоге удалось определить концентрации ионов и электронов, гирочастоту протонов, а также температуру плазмы в окрестности ИСЗ (Shawhan, Gurnett [96, 97]; Gurnett, Brice [98]). Наряду с зависимостью отношения концентрации ионов к концентрации электронов от частоты пересечения, соответствующие формулы, определяющие указанные параметры плазмы, получаются из расчета времени группового запаздывания  $t(\omega)$  и пространственного затухания амплитуды сигналов, а именно из интегралов

$$t(\omega) = \int \frac{ds}{U_1}, \quad \beta(\omega) \sim \int \exp\left(-\frac{\omega}{c} x\right) ds, \quad (\text{III.8})$$

где  $U_1$  — групповая скорость (см. (I.104), (I.106)). Затухание же  $\beta$ , в зависимости от разности частот  $\Delta\omega = \Omega_H(H^+) - \omega$ , или времени  $t$ , как показали авторы [98], близко удовлетворяют результатам опытов, если  $\kappa = \kappa_{H_1}$ , т. е. используются формулы ионно-циклотронного затухания (см. (III.4)). Это доказывает кинетическую природу затухания протонных свистов. В частности, соответствующие результаты иллюстрируются рис. 55, построенным на основе данных, заимствованных из [98]. На рис. 55, *a* нанесены зависимости теоретических кривых относительно значения амплитуды от времени, рассчитанные без учета затухания (1) с учетом соударений (2) и с использованием коэффициента циклотронного затухания (3)  $\kappa_{H_1}$ . На рис. 55, *б* нанесена экспериментальная зависимость амплитуды протонного свиста от  $\Delta\omega$  (точки) и ожидаемый ход относительного значения амплитуды без учета затухания. В одной из последних работ (Lucas, Brice [99]) показано, что наблюдаемое экспериментально затухание протонных свистов в зависимости от времени (или  $\Delta\omega$ ) происходит медленнее, чем получаемая из расчета теоретическая зависимость с учетом только циклотронного затухания. Авторы [99] рассмотрели различные причины, которые могут приводить к этому расхождению, и пришли к заключению, что наиболее вероятной является необходимость учета влияния нерегулярной (облачной) структуры концентрации протонов  $N$  ( $H^+$ ) в окрестности ИСЗ. Они показали, что с учетом влияния флюктуаций  $\delta N$  температура, получаемая из анализа протонных свистов, может быть даже примерно в два раза больше температуры, определяемой на основе формы без учета  $\delta N$  (см. [98]). Отметим здесь также, что как показано недавно в одной теоретической работе (Stefant [111]), протонные свисты могут иметь тонкую структуру, обусловленную влиянием гирорезонансов ионов кислорода  $O_1^+$ . Автор [111] обратил внимание на то, что рис. 9 работы [108] имеет тонкую структуру — заметна модуляция протонных свистов.

**3. УНЧ шипение и излучение типа хоров. Обрезание и усиление УНЧ волн при  $n \rightarrow 0$  между гирочастотами протонов и гелия.** Во внешней ионосфере в дискретных диапазонах частот наблюдается, как и на поверхности Земли, непрерывное излучение, имеющее характер белого шума, называемое «шипящим» излучением (Hiss emission).

Наряду с этим регистрируется также, как и на земной поверхности, излучение типа хоров (Chorus emission), представляющее собой последовательность хаотично

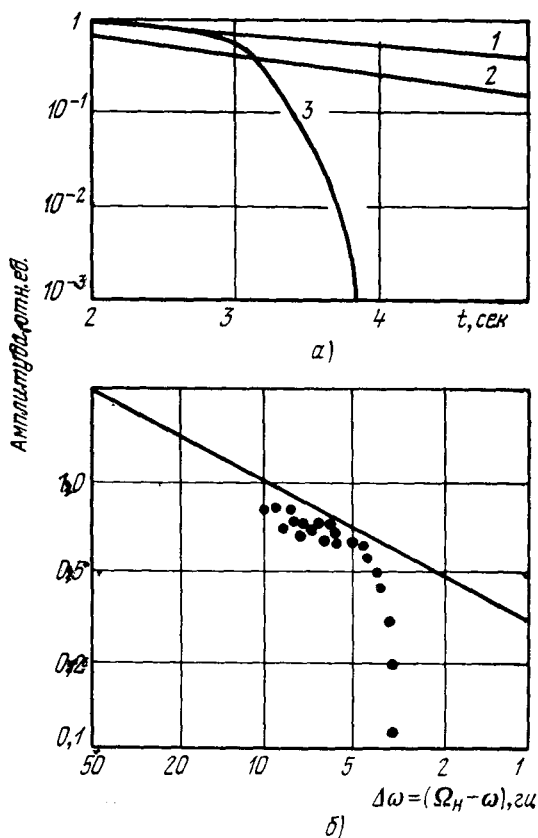


Рис. 55. Амплитудно-частотные характеристики протонного свиста. Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — теоретические кривые.

возникающих дискретных сигналов, продолжительностью порядка нескольких десятых секунды; их частота обычно увеличивается со временем. Образец сонограммы такого типа излучений, примыкающих к УНЧ диапазону частот, полученного при наблюдениях на ИСЗ «Инжун-3», показана на рис. 56 (Taylor, Gurnett [100]). Частота названных

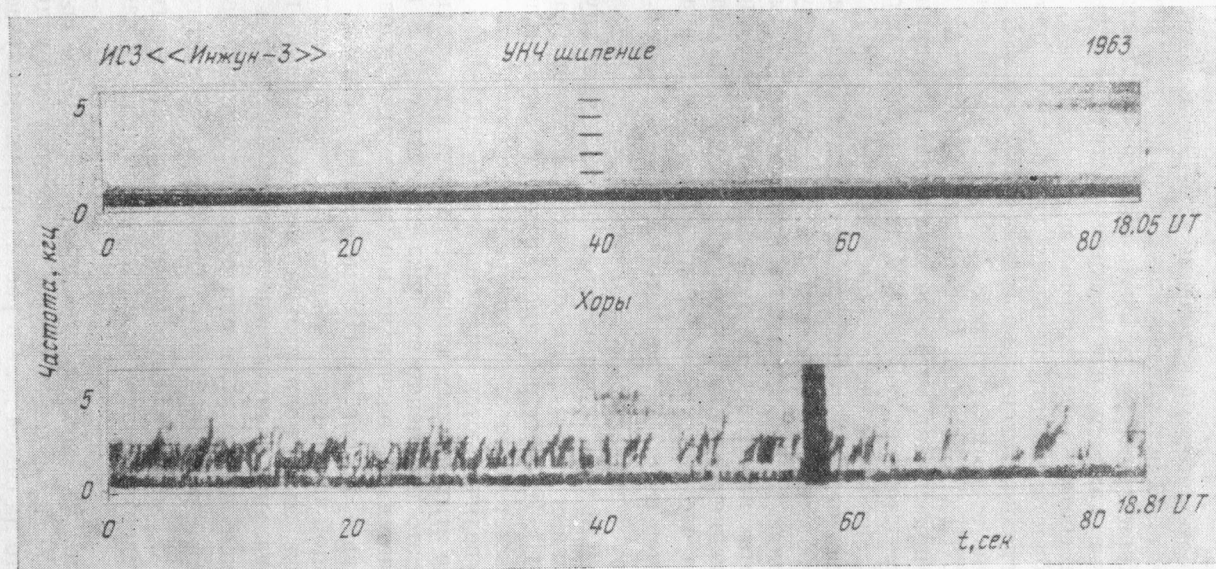


Рис. 56. Сонограммы УНЧ шипения и хоров.

в этой работе авторами излучений «УНЧ шипение и хоры» (ELF Hiss and Chorus) изменялась в пределах от нескольких сот герц примерно до 2 кГц. При первом взгляде на эти данные кажется, что нижняя часть этого диапазона частот соответствует частотам  $\omega < \Omega_H (H^+)$ , т. е. лежит в области частот, меньших гирочастоты протонов; в ионосфере она максимально равна 600—650 гц. Верхняя же граница этого излучения  $\omega > \Omega_H (H^+)$  и переходит в область СНЧ (VLF) волн. Однако ряд дальнейших исследований показывает, что это излучение, по-видимому, вообще представляет собой СНЧ волны и лишь обрезается в УНЧ диапазоне частот. Оно генерируется на больших высотах во внешней ионосфере или магнитосфере на частотах  $\omega$ , больших гирочастоты  $\Omega_H (H^+)$  соответствующей области плазмы. Это вытекает из следующих данных.

В опытах на «Инжун-3» показано, что излучение типа УНЧ шипения и хоров резко обрезается часто на заданной высоте на частоте  $\omega = \omega_c$ , лежащей между гирочастотами протонов и гелия, при которой  $n_1^2 \rightarrow 0$  (на рис. 4 это соответствует значению  $n_1^2 = 0$  между  $\Omega_{H_1}$  и  $\Omega_{He}$ ). Такие результаты показаны, например, на рис. 57 для излучения типа шипения (Hiss) и на рис. 58 для хоров (Gurnett, Burns [101]). Из этих рисунков видно, что с уменьшением высоты растет частота, на которой обрезается излучение, так как увеличиваются гирочастоты  $\Omega_H (H^+)$  и  $\Omega_H (He^+)$ . На основе этих данных авторы [101] пришли к заключению, что это излучение возбуждается выше ИСЗ и распространяется первоначально как пакет необыкновенных волн (ветвь  $n_2^2$  на рис. 4). На высоте, где частота  $\omega$  становится равной частоте пересечения  $\omega_{12}$  (Crossover frequency), изменяется знак поляризации необыкновенной волны. Поэтому дальнейшее распространение волн частотой  $\omega < \omega_{12}$  описывается ветвью  $n_1^2$ , и они обрезаются на частоте  $\omega_c$ , при которой  $n_1^2 = 0$ . Таким образом, ниже высоты, где  $n_1^2(\omega_c) = 0$ , может распространяться только часть пришедшего сверху спектра волн, а именно волны с частотой  $\omega < \omega_c$ .

Из рис. 57 следует, что при  $z \sim 1000$  км  $\omega_c/2\pi = f_c \sim 250$  гц, и таким образом, имеются основания полагать, что на самом деле в рассматриваемом случае нижняя граница спектра регистрируемого шипения была

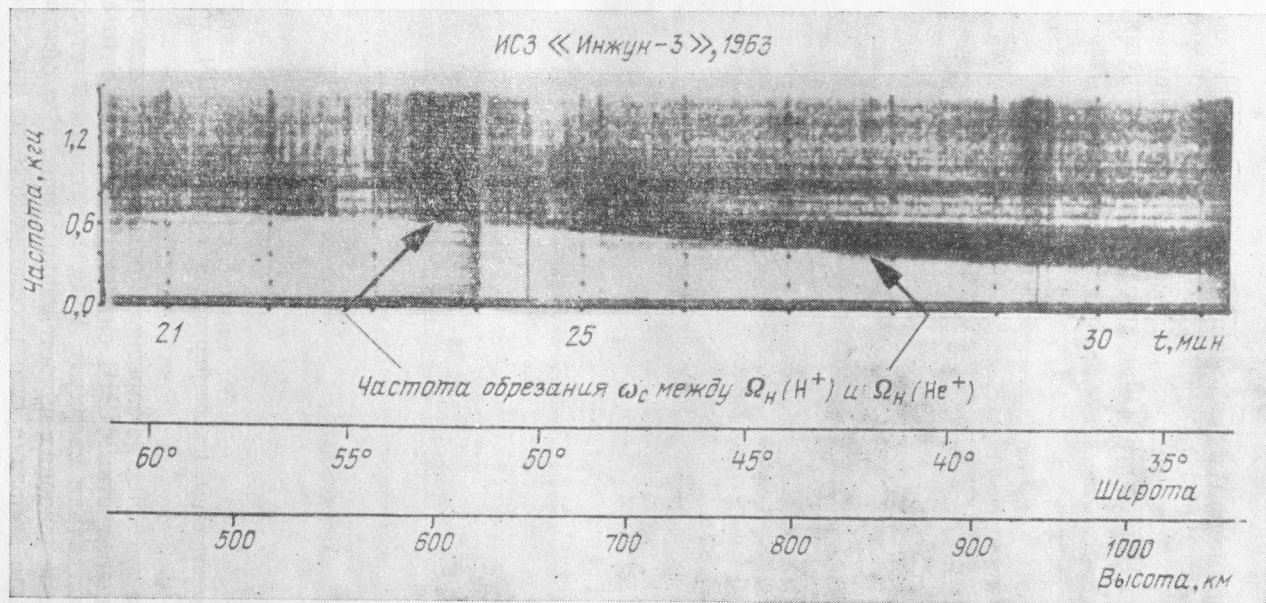


рис. 57. Сонограмма, иллюстрирующая обрезание УНЧ шипения.

меньше минимальных значений  $\omega$ , на которых наблюдались эти волны при  $z \sim 1000$  км. В дальнейших опытах на «Инжун-5» проводились прямые измерения направления вектора Пойнтинга. Образец одной такой записи при-

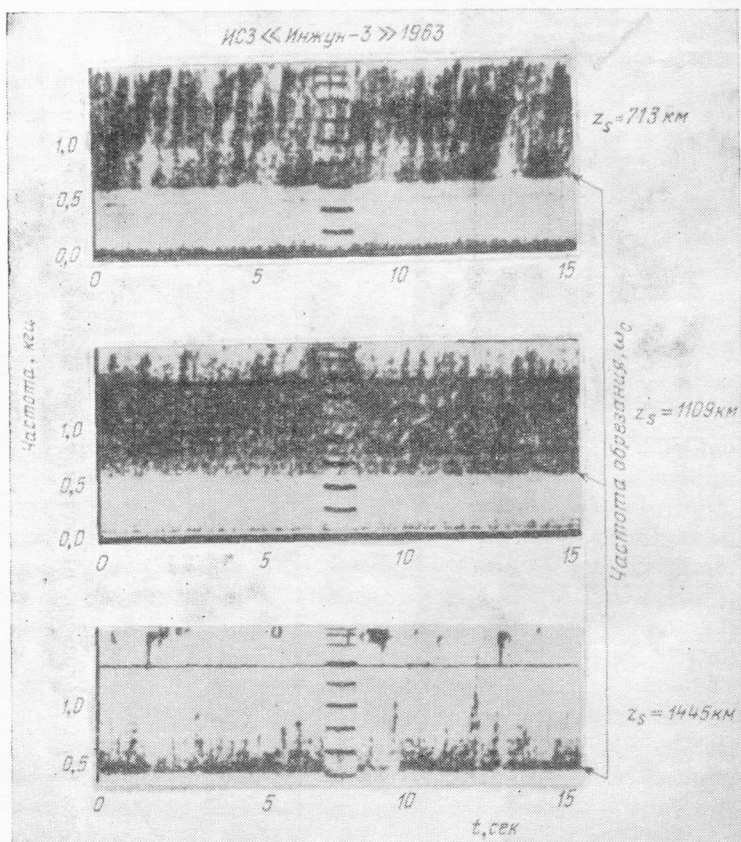


Рис. 58. Сонограммы, иллюстрирующие обрезание УНЧ хором.

водится на рис. 59, где зарегистрированы следующие друг за другом дискретные СНЧ сигналы. Показано, что сигналы 1 приходили сверху к ИСЗ, а сигналы 2 отражались от нижележащих областей ионосферы. В этой серии опытов было показано, что рассмотренные на рис. 57 и



58 волны действительно преимущественно распространялись сверху вниз (Mosier, Gurnett [102]; Mosier [103]). Однако в узкой области частот на границе обрезания сигналов наблюдались также и менее интенсивные волны, идущие снизу вверх, т. е. отраженные от нижележащих

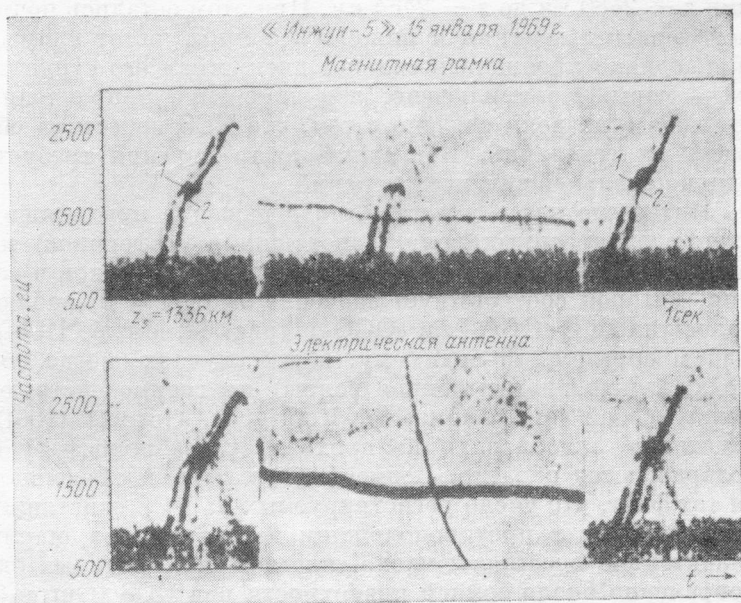


Рис. 59. Сонограмма, иллюстрирующая отражение дискретного пакета УНЧ волн от областей ионосферы ниже орбиты ИСЗ.

областей ионосферы. Это, по-видимому, объясняется тем, что в некоторых частях ионосферы ниже ИСЗ частота обрезания меньше, а не больше значения  $\omega_c$  около спутника, поэтому волны с частотой  $\omega < \omega_c$  могут распространяться вниз и отражаться вверх. В последнее время в этих опытах используется методика, позволяющая получать цветные сонограммы. В одной из серии этих работ приводится цветная сонограмма, на которой зарегистрирована смесь УНЧ шипения и хоров на ИСЗ «Инжун-5» в диапазоне частот  $0,25 \div 1$  кгц (Gurnett, Mosier, Anderson

[104]). Красным цветом авторы регистрируют волны, проходящие сверху вниз, зеленым — проходящие снизу. На указанной сонограмме направление прихода волн изменилось в определенный момент времени. Первоначально волны распространялись сверху вниз, а затем снизу вверх. Это произошло, когда высота ИСЗ уменьшилась от значения  $z = 2480$  км до  $z = 2464$  км. При этом остались почти неизменными верхняя и нижняя границы частот излучения, однако проявилась сильнее дискретная его структура — хоры. Не исключено, что изменение направления прихода этих волн связано с тем, что ИСЗ пересекал область их генерации. Понимание этого явления требует, однако, дальнейших исследований.

Интересно здесь указать, что отражение проходящих сверху электронных волн (свистящих атмосфериков) на частоте  $\omega_c$ , лежащей между гирочастотами протонов и гелия, которой соответствует значение  $n^2(\omega_c) = 0$ , наблюдалось на ИСЗ «OGO-2» и «OGO-4» (рис. 60, Muzzio [105]). Таким образом, по-видимому, в тех случаях, когда оба мода (электронная и ионная волны) не взаимодействуют между собой (см., например, Rodriguez, Gurnett [106]), свистящие атмосферики не проходят через ионосферу и возвращаются обратно. Возможно, что этим и объясняется тот факт, что число регистрируемых на ИСЗ свистящих атмосфериков в противоположном источнику полушарии значительно превышает число свистков, наблюдаемых одновременно около земной поверхности под ИСЗ (Gurnett, O'Brien [107]).

Как уже указывалось выше, УНЧ излучение типа шипения представляет собой пакет электронных волн и распространяется как свистовой (электронный) мод (см. рис. 1 и 4). Одновременные измерения магнитной и электрической их составляющих показали, что это действительно поперечные волны ( $\mathbf{k}_0 \perp \mathbf{E}, \mathbf{H}$ ), связанные вытекающим из уравнения Максвелла соотношением

$$n = c \frac{H}{E},$$

$$n = 3 \cdot 10^4 \frac{H [\text{эс}]}{E [\text{в/м}]} \quad (\text{III.9})$$

(Gurnett, Pfeiffer, Anderson, Mosier, Cauffman [108]). В работе [108] это положение иллюстрируется примером,

когда для одного из опытов на ИСЗ «Инжун-5» из абсолютных измерений  $E$  и  $H$  было получено с помощью формулы (III.9) для диапазона частот порядка  $200 \div 600$  гц

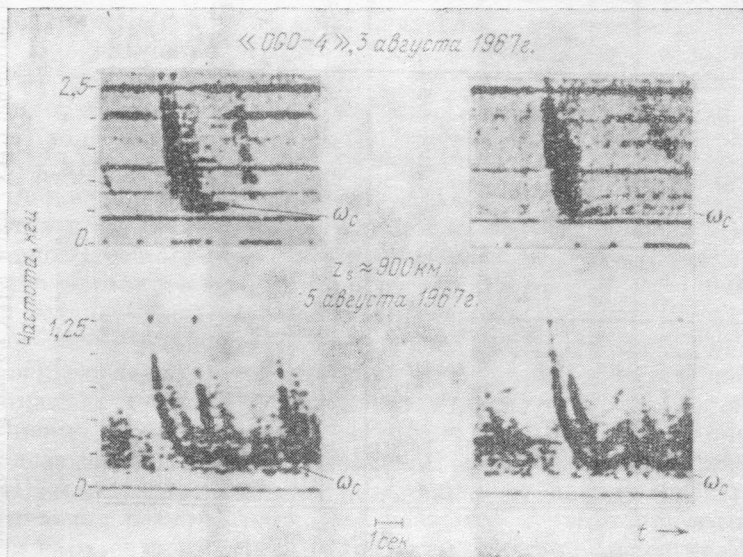


Рис. 60. Сонограмма, иллюстрирующая отражение электронных свистов (свистящих атмосфериков) на частоте  $\omega_c$  (см. рис. 57 и 4).

значение коэффициента преломления  $n \approx 80$ . Независимые измерения электронной концентрации на этом же ИСЗ дали на частоте 400 гц значение  $n \approx 95$  (с точностью  $\pm 20\%$ ), как это очевидно, весьма хорошо совпадающее с результатами, полученными с помощью формулы (III.9).

Интересно указать здесь на один эффект, описанный в работе [107], который наблюдался в опытах на ИСЗ «Инжун-5». В окрестности частоты  $\omega_c < \Omega_H$  ( $H^+$ ), на которой обрезается УНЧ шипение, зарегистрировано интенсивное узкополосное усиление электрического поля. Это явление можно объяснить как результат возрастания электрического поля  $E \sim 1/n$  (см. (III.9)), когда  $\omega \rightarrow \omega_c$  и  $n \rightarrow 0$ . При этом, так как групповая скорость быстро



уменьшается, когда  $\omega \rightarrow \omega_c$ , то в области отражения волны увеличивается плотность ее энергии, что усиливает указанный эффект. Соответствующая сонограмма, иллюстрирующая это явление, заимствована из [107] и показана на рис. 61. Поле регистрировалось в этих опытах на электрическую и магнитную антенны.

В заключение параграфа кратко рассмотрим результаты наблюдений интересного вида узкополосного излучения, которое регистрировалось спорадически в переходной зоне приземной плазмы (Magnetosheath) на расстояниях от Земли в  $10-15 R_0$  (Smith, Holzer, Russell [167]). Эти же волны, по-видимому, наблюдались также на высотах  $z < 3000$  км в полярной ионосфере и описаны недавно (Gurnett, Frank [168]). Рассматриваемое излучение было названо УНЧ шумами и, как пишут авторы [167], по установившейся традиции согласно звуковому восприятию этого излучения оно названо «ревом льва» (lion's roar). Согласно используемой в настоящей книге классификации, а также по физическому характеру распространения и структуры этих волн, как это видно ниже, они более соответствуют резонансной области и свойствам СНЧ или НЧ волн (см. § 3). Мы, однако, приводим соответствующие результаты в этом разделе, следуя терминологии авторов работ [167] и [168], тем более, что из-за краткости изложения ожидаемые механизмы возбуждения этих волн здесь не рассматриваются.

На ИСЗ «OGO-5» в переходной области взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли выше границы магнитопаузы при каждом пересечении ИСЗ этой области плазмы регистрировались с помощью магнитной антенны (рамки) волны в узком диапазоне частот  $f_s \approx 50 \div 200$  гц с центральной частотой порядка 100 гц. Образец соответствующей сонограммы показан на рис. 62, а. Амплитуда этого излучения достигала десятых долей гаммы, и оно продолжалось от доли секунды до нескольких десятков секунд. Авторы [167] полагают, что это поперечные электромагнитные волны свистового мода, распространяющиеся в переходной зоне. Поскольку на рассматриваемых расстояниях от Земли значения  $\omega_s = 2\pi f_s$  много больше не только гирочастоты ионов  $\Omega_H$  ( $H^+$ ), но также больше гибридной частоты  $\omega_L \sim \sqrt{\omega_H \Omega_H}$  (см. табл., I.1 и I.2), то это, действительно, электронные СНЧ или даже НЧ

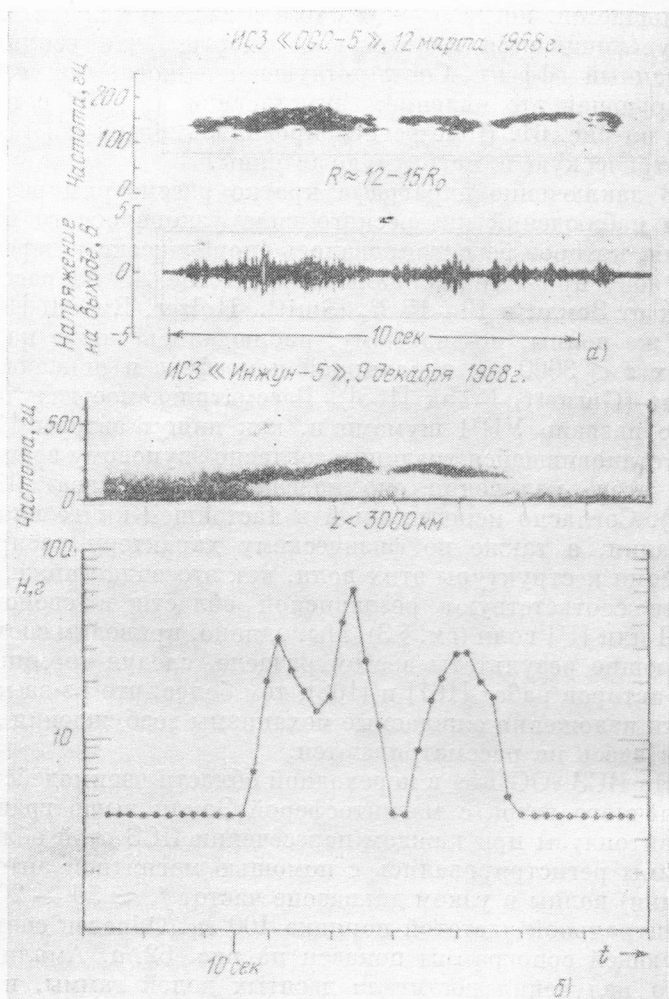


Рис. 62. Узкополосные УНЧ шумы, зарегистрированные на ИСЗ в переходной зоне на расстояниях от Земли  $R \sim 10 \div 20 R_0$  (а) и во внешней ионосфере на высотах  $z < 3000$  км в полярной зоне (б).

волны и они соответствуют диапазону частот резонансной ветви  $\omega_2(\theta)$  холодной плазмы (см. рис. 1, 2, 3) или ветви  $\omega_1(\theta)$  неизотермической плазмы (см. рис. 5, 6). Однако в указанных опытах одновременно не измерялись электрическая компонента поля и электронная концентрация. Поэтому нет возможности проверить более точно с помощью (III.9) и приводимых ниже формул (III.21) и (III.22), что это действительно поперечные волны. Мы не касаемся здесь механизмов возбуждения этих волн, обсуждаемых в [167], а также и другие возможности объяснения этого типа излучения. Необходимо, однако, отметить, что при дальнейшем анализе происхождения этих волн нельзя опускать то обстоятельство, что они могут возбуждаться первоначально как продольные волны. Естественно поэтому, что наряду с вопросом о механизме их генерации возникает вопрос о механизме их трансформации в поперечные волны. Последний вопрос становится особенно актуальным при обсуждении результатов опытов на ИСЗ «Инжун-5». В этих опытах в узкой области широт (несколько градусов), в полярной зоне (на инвариантных широтах в 70—80 градусов) регистрировалось узкополосное излучение в области частот  $f_s \approx 100$ —300 *гц*. Образец соответствующей сонограммы показан на рис. 62, б, где также приводятся значения напряженности магнитного поля  $H$ . Ширина полосы наблюдаемых в [168] волн обычно не превышала 100 *гц*. Продолжительность излучения изменялась в различных случаях от нескольких секунд до нескольких десятков секунд. Одновременно производились в этих опытах измерения  $E$  и  $H$ . Они изменялись в следующих пределах:  $E \approx 3 \div 10$  *мв/м* и  $H \approx 10 \div 30$  *мг*. Авторы [168], сравнивая полученные ими данные с результатами работы [167], предполагают, что ими регистрировались волны типа «рев льва», описанные в [167]. Эти волны захватывались в открытые концы линий магнитного поля Земли  $H_0$ , которые образуются в этой области магнитосферы. Распространяясь вдоль  $H_0$  и гидируясь продолговатыми неоднородностями, волны достигают в полярной зоне высот  $z < 3000$  *км*. В этом случае происходит почти чисто продольное распространение  $\theta \approx 0$ , описываемое электронной ветвью  $n_2$  (см. рис. 4). Поэтому, несмотря на то, что частота  $f_s$  постепенно становится меньше гирочастоты ионов в ионо-

сфере, волны могут не обрезаться при значениях  $n_1^2 = 0$  на частотах  $\omega < \Omega_H$  (рис. 4). В этих опытах измерялись обе компоненты поля ( $E$  и  $H$ ), однако уверенно невозможно доказать, что они точно удовлетворяют соотношениям (III.9) и приведенным ниже (III.21) и (III.22) для поперечных волн, так как отсутствуют данные об электронной концентрации и магнитном поле для конкретных случаев наблюдений. Оценки, которые можно сделать по опубликованным данным, дают несколько заниженные значения коэффициента преломления  $n$ .

Несомненно, что дальнейшие исследования описанного типа излучения далеких окраин приземной плазмы представляют большой интерес, особенно если иметь в виду поиски более уверенного теоретического его объяснения. Представляется интересным провести экспериментальный анализ тонкой структуры этого излучения аналогично тому, как это сделано в описываемых в §§ 16, 17 результатах работы [150] при исследованиях НЧ и ВЧ волн.

В магнитосфере и переходной зоне приземной плазмы на рамочную (магнитную) антенну регистрировалось также широкополосное излучение, которое, как предполагают авторы, представляет собой распространяющиеся в плазме поперечные волны. В УНЧ диапазоне частот, а именно, при  $\frac{\omega}{2\pi} \leq 0,3$  гц на ИСЗ «Пионер-5» соответствующие измерения проводились на расстояниях от центра Земли  $5,2 \div 15,4 R_0$  (Coleman [184]). В опытах на ИСЗ «OGO-1» (Smith, Holzer, McLeod, Russel [185]) широкополосное излучение, по-видимому, также представляющее поперечные волны, наблюдалось на рамочную антенну в более широком диапазоне частот, а именно, при  $\omega/2\pi = 1 \div 300$  гц. В условиях этих опытов нижняя граница диапазона частот порядка  $\Omega_H$ , а верхняя много больше нижней гибридной частоты  $\omega_L$  и уже становится порядка гирочастоты электронов  $\omega_H$ . Таким образом, в этих опытах одновременно наблюдались УНЧ, СНЧ и НЧ волны. Интересно, что плотность энергии этих волн изменялась в зависимости от частоты как  $\omega^{-3}$ .

Широкополосное излучение только УНЧ волн на частотах  $\frac{\omega}{2\pi} \approx (3 \cdot 10^{-4} \div 0,5)$  гц  $< \Omega_H/2\pi$  наблюдалось так-



же в межпланетной среде на космической ракете «Маринер-4». Плотность энергии этих волн изменялась в зависимости от частоты как  $\omega^{-3/2}$  (Siscoe, Davies, Coleman, Smith, Jones [186]).

### § 15. Результаты исследований СНЧ волн

В диапазоне частот  $\Omega_H(H^+) \leq \omega \leq \omega_L$ , как известно (см. рис. 1 и 3), холодная плазма не имеет резонансных ветвей, а в неизотермической плазме возможно возбуждение только ионно-звуковых волн. Другая важная особенность этого диапазона частот состоит в том, что здесь наиболее сильно проявляется влияние различного сорта ионов на возбуждение и распространение электронной волны (свистового мода). Это приводит к появлению ряда интересных эффектов, которые стало возможным экспериментально обнаружить и исследовать лишь в последние годы в опытах, проводимых непосредственно в приземной плазме на ИСЗ и ракетах. По указанным причинам экспериментальные данные, относящиеся к этому разделу, приводимые в литературе, наиболее разнообразны по своему характеру и физической сути. Естественно, что мы имеем возможность рассмотреть здесь эту информацию лишь очень коротко, в известной мере схематично.

**1. Излучение на кратных гирочастотах протонов. Спектры излучения, обрезаемые на гирочастоте протонов.** В некоторых опытах наблюдались полосы возбуждения волн, кратных гирорезонансным частотам протонов, описываемых дисперсионным уравнением (1.73) (см. § 5). Эти продольные волны ( $k_0 \parallel E$ ), как известно, легко возбуждаются, когда  $k_0 \perp H_0$ , так как при этом мало затухание Ландау. Гирорезонансные протонные волны до восьмой кратности, по-видимому, зарегистрированы впервые на ракете «Джавелин» (рис. 63; Mosier, Gurnett [109] и Gurnett, Mosier [110]). Кратное гирорезонансное возбуждение протонов также наблюдалось на ИСЗ «Инжун-5» [108].

В опытах на ИСЗ «OGO-2» в интервале высот его орбиты  $z_s = 415 \div 1507$  км зарегистрированы СНЧ волны, которые имеют максимальную амплитуду (возбуждаются, обрезаются) на гирочастоте протонов  $\Omega_H(H^+)$ . Диапазон частот этих волн изменялся в различных сеансах наблюдений от  $300 \div 700$  гц до  $18$  гц примерно в тех пределах,

в которых изменялись на этих высотах значения  $\Omega_H$  ( $H^+$ ) и  $\Omega_0$  (ленгмюровская частота ионов). В этих опытах использовалась только рамочная антенна и измерялось значение магнитного поля  $H$  (Guthart и др. [112]). Особенностью частотной зависимости амплитуды поля  $H$  в полученных результатах является быстрое ее уменьшение с

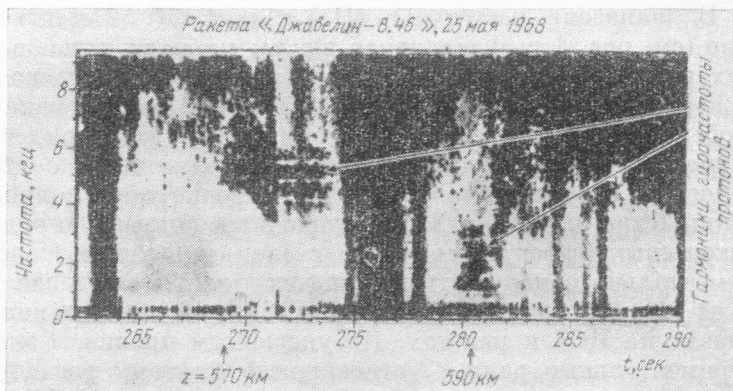


Рис. 63. Полосы возбужденных в ионосфере протонных гирорезонансных волн до 8-й кратности, зарегистрированные на высотной ракете.

увеличением частоты. Авторы пришли к заключению, что обнаруженное ими излучение представляет собой ионно-звуковые волны. По-видимому, это ветвь быстрой ионно-звуковой волны, возбуждаемой в неизотермической плазме. Она изображена выше на рис. 5 и 6 (см. формулы (I.62) — (I.67)). Если это действительно продольная электростатическая волна, то наблюдаемый эффект есть индуцируемое в рамочной антенне магнитное поле  $H$ , обусловленное ее движением относительно электрического поля  $E$  волны. В этом случае

$$H = \frac{VE}{c^2}, \quad H [gc] = \frac{VE [CGSE]}{c}. \quad (\text{III.10})$$

Для ряда сеансов измерений (при  $V \sim 7$  км/сек) на гирочастоте протонов из формулы (III.10) получается напряженность поля  $E \approx 40$  в/м. Это дает плотность потока

энергии волны  $E^2/8\pi \approx 7 \cdot 10^{-8}$  эрг/см<sup>3</sup>; она соизмерима с  $NkT$  в рассматриваемой области ионосферы. Максимально ожидаемая интенсивность ионно-звуковых волн теоретически может быть порядка  $\frac{1}{2} NkT_e$  (Rostoker [113]; Scarf, Crook, Fredericks [114]). Поэтому кажется правдоподобной интерпретация результатов этих опытов, которая дана выше. Однако полученное максимальное значение напряженности поля  $E$  все же кажется завышенным, так как регистрируемое излучение занимает широкую полосу частот и интегральная плотность их энергии будет больше, чем  $7 \cdot 10^{-8}$  эрг/см<sup>3</sup>. Естественно, что поскольку одновременно в этих опытах не определялись концентрация  $N$  и температура  $T_e$  плазмы, трудно окончательно судить, насколько результаты измерений расходятся с теоретическими оценками.

**2. Ионно-звуковые волны.** Ионно-звуковые волны, соответствующие, по-видимому, как и рассмотренные выше волны, ветви быстрых ионно-звуковых волн (см. рис. 5;  $\Omega_H < \omega < \Omega_0$ ), наблюдались также на ИСЗ «Р-11» в области высот  $268 \div 3720$  км (апогей — перигей ИСЗ) на дискретных частотах  $f = 1,7; 3,9; 7,35$  и  $14,5$  кГц [114]. Средние значения электрического поля, полученные в этих опытах на одной из орбит, приведены на рис. 64. Авторы следующим образом суммируют результаты опытов: средний уровень поля изменялся в пределах  $\approx E \approx 1 \div 2$  мв/м; редко случалось, что  $E_{\min} < 600 \div 800$  мкв/м; часто на ночной стороне Земли наблюдались вспышки поля  $E \approx (20 \div 100)$  мв/м продолжительностью в 3—10 минут, случалось, что  $E \sim 1$  в/м. Поскольку нижняя граница использованного в [114] диапазона частот  $\omega >$  или  $\gg \Omega_H$  ( $H^+$ ), то не могло наблюдаться циклотронное возбуждение этой ветви ионно-звуковых волн, как в экспериментах, описанных выше [112]. Естественно, что поэтому напряженность поля  $E$  не достигла очень больших значений, хотя  $E \sim 1$  в/м уже достаточно большое поля. Плотность энергии зарегистрированных волн изменялась в общем в пределах  $10^{-16} \div 10^{-13}$  эрг/см<sup>3</sup>, что на несколько порядков меньше  $NkT_e$  в рассматриваемой области внешней ионосферы. Следует отметить, что минимальные значения поля  $E_{\min}$ , наблюдавшиеся в этих опытах, в общем хорошо согласуются с теоретическими оценками  $E_{\min}$ . Так, согласно [113] при  $\omega \ll \Omega_0$  и ширине

полосы приемника  $\Delta f/f \ll 1$

$$E_{\min}^2 \approx \kappa T_e \frac{2\pi}{D_i} \frac{4\pi^2}{\Lambda^2} \frac{\Delta f}{f}, \quad (\text{III.11})$$

где  $D_i$  — дебаевский радиус ионов и  $\Lambda$  — длина волны. На частоте  $f = 1,7$  Кгц и  $\Lambda \approx 90$  см (такая оценка дана

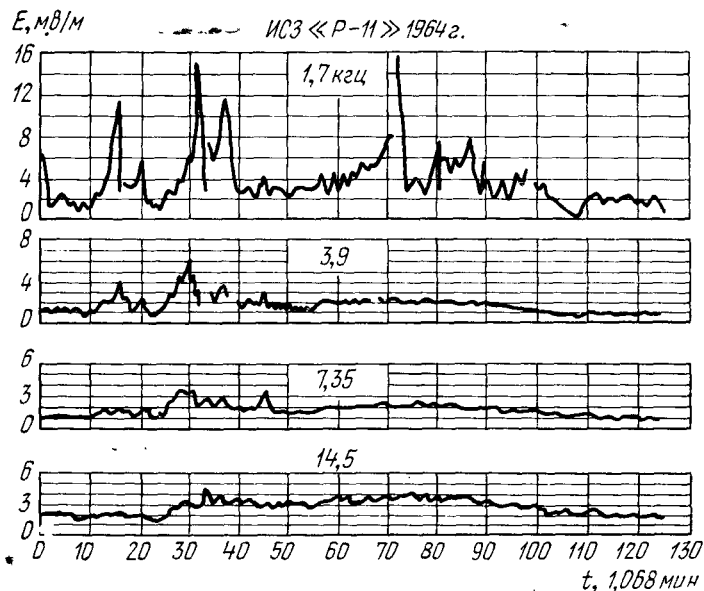


Рис. 64. Записи напряженности поля ионно-звуковых быстрых волн, наблюдавшихся в ионосфере в области высот  $z \approx 268 \div 3720$  км.

в [114]) получается для средних значений параметров области ионосферы, где проходила орбита ИСЗ,  $E_{\min} \approx \approx 360$  мкв/м. Это значение  $E_{\min}$  меньше наблюдаемых, что, возможно, является еще одним доказательством ионно-звуковой природы зарегистрированных волн. К этому же выводу пришли авторы работы [114] в своих последующих экспериментах на ИСЗ «OV3-3» (Scaf, Fredericks, Crook [115]), которые технически были более совершенными. В этих опытах измерения проводились на четырех частотах  $f = 80$  гц, 400 гц, 1,65 кГц и 7,3 кГц. При этом были использованы как рамочная, так и линейная антен-

ны, что позволило выделить те случаи, когда регистрировались не продольные электростатические волны, а поперечные электромагнитные волны. В области высот орбиты «OV3-3» ( $z_s = 354 \div 4460$  км) две из частот, на которых проводились измерения (80 и 400 гц), были часто меньше почти всех гирочастот ионов, входящих в состав внешней ионосферы. Таким образом, наряду с быстрыми ионно-звуковыми СНЧ волнами могли регистрироваться также медленные ионно-звуковые УНЧ волны  $\omega < \Omega_H$  (см. рис. 6). Следует здесь отметить, что в плазме, состоящей из нескольких сортов ионов, характер дисперсионных кривых должен быть иным, чем показанные на рис. 5 и 6 зависимости  $\omega(k)$  и  $\omega(\theta)$ . Детальные теоретические исследования этого вопроса не известны автору. Результаты измерений (см. рис. 65) показывают, что всегда наблюдаются обе ветви ионно-звуковых волн, причем медленные УНЧ волны (частотой 80 и 400 гц) обычно, по-видимому, более интенсивны, чем быстрые ионно-звуковые волны. Этого, однако, нельзя с уверенностью сказать, так как авторы не приводят значений напряженности поля, а только значения потенциала поля  $E$  на антенне. (На рис. 65 показано, в каких пределах изменялось  $E$ .)

Ионно-звуковые волны зарегистрированы и на более низких высотах, чем в рассматриваемых выше опытах. Так, на ракете «Джавелин-8.45» (Shawhan, Gurnertt [116]) наблюдались интенсивные продольные волны (большие значения  $E$ , отсутствие эффекта на магнитной антенне) в диапазоне частот  $f < 1$  Кгц. При этом амплитуда электрического поля  $E$  имела максимальные значения на минимальных высотах, на которых еще проводились измерения ( $z \approx 250 \div 280$  км). Не исключено, что эти волны частично соответствуют ветви медленных УНЧ ионно-звуковых волн ( $\omega < \Omega_H(H^+)$ ) — точные данные о диапазоне частот в цитированной работе [116] отсутствуют.

В более высоких областях внешней ионосферы, по-видимому, также наблюдались ионно-звуковые волны. Так, на ИСЗ «OGO-3» в цитированной работе [69] на дискретных частотах  $f = 100, 300$  и  $800$  гц зарегистрированы интенсивные СНЧ колебания на магнитной антенне с напряженностью поля  $H \approx 0,2 \div 1$  г. Предположив, что магнитное поле индуцировалось в рамку, движущуюся относительно электрического поля  $E$  быстрых ионно-

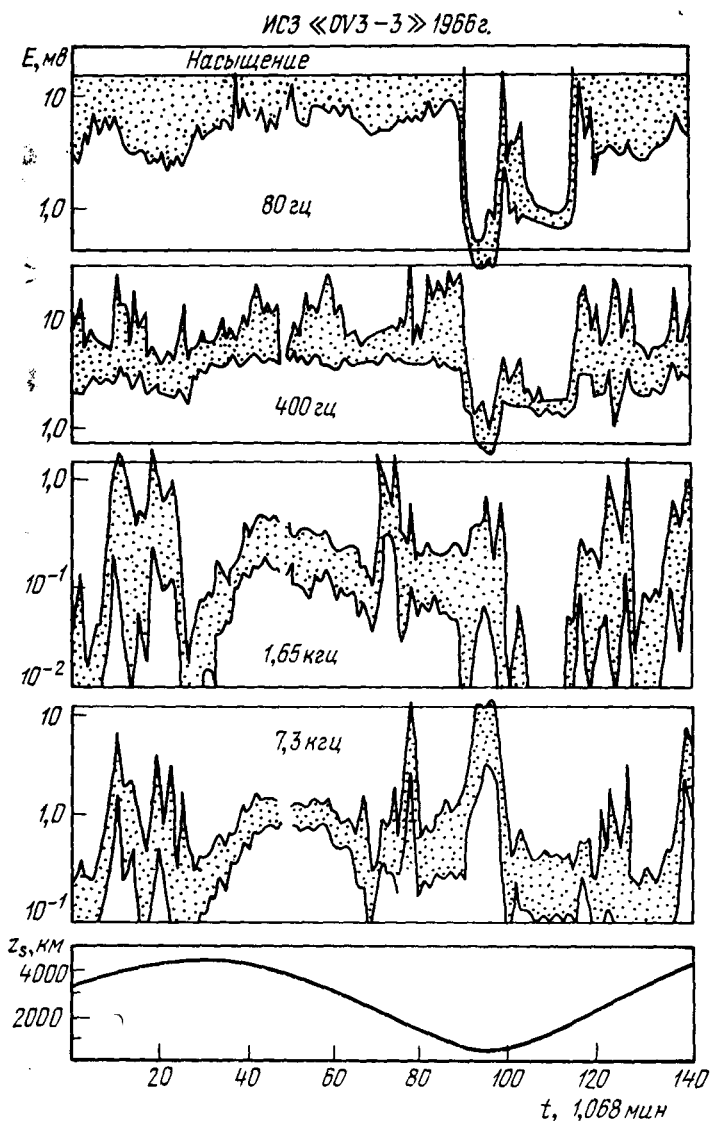


Рис. 65. Записи амплитуд медленных и быстрых ионно-звуковых волн, наблюдавшихся в ионосфере в области высот  $z \approx 354 \div 4460$  км.

звуковых СНЧ волн, поскольку в указанной области ионосферы  $\Omega_H < \omega < \omega_L$ , и используя формулу (III.9), получаем, что напряженность поля  $E$  изменялась в опытах в пределах  $3 \div 12$  в/м, а плотность энергии  $E^2/8\pi \sim$

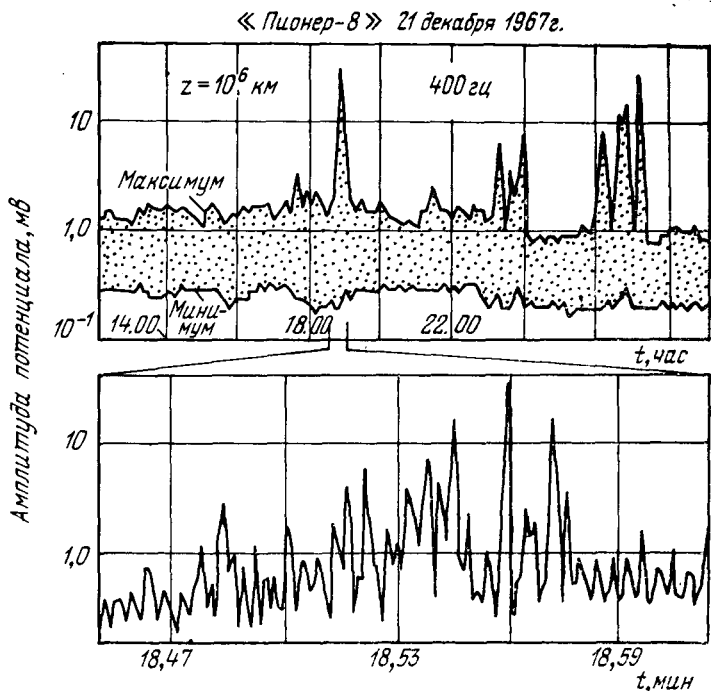


Рис. 66. Записи амплитуды потенциала быстрых ионно-звуковых волн, наблюдавшихся в солнечном ветре на расстоянии в миллион километров от Земли.

$\sim 2 \cdot 10^{-9}$  эрг/см<sup>3</sup>. Мы видим, что это столь же интенсивное излучение, как и наблюдаемое на более низких высотах на ИСЗ «OGO-2» [112].

В заключение интересно здесь привести для иллюстрации результаты наблюдений, по-видимому, быстрых ионно-звуковых волн на спутнике «Пионер-8», выведенному на солнечную орбиту. Их частота  $f$  была порядка 400 гц и в условиях опытов меньше  $\Omega_0 \approx 530$  гц. Результаты, полученные в солнечном ветре на расстоянии порядка  $10^6$  км от Земли, приведены на рис. 66 (Scarf и др.

[117]). Напряженность поля в этих опытах, по-видимому, изменялась в пределах от  $E \approx 0,2$  мв/м до  $E \approx 30$  мв/м (неизвестна точно эффективная длина антенны). Это дает плотности энергии  $E^2/8\pi \sim 10^{-16} \div 4 \cdot 10^{-14}$  эрг/см<sup>-3</sup>; по порядку величины они близки к тем же значениям, которые получены в некоторых опытах во внешней ионосфере (см. [114]). Результаты исследований ионно-звуковых волн на «Пионере-8», «Пионере-9» и «OGO-5» более подробно описаны недавно (Siscoe и др. [163]; Scarf, Fredericks, Green [164]).

**3. Возбуждение волн на нижнегибридной частоте.** В конце предыдущей главы приводились результаты наблюдений резонансных возбуждений колебаний в ионосфере на нижнегибридной частоте в окрестности ИСЗ. Эти колебания или волны стимулировались свистящими атмосфериками (см. рис. 50) и были обнаружены впервые на ИСЗ «Алуэт-1» (Barrington, Belrose [118]; Barrington, Belrose, Keeley [119]). В дальнейшем результаты этих измерений были использованы для определения эффективной массы ионов  $M_{\text{eff}}$  (см. (1.42)) и других параметров ионосферы (Barrington, Belrose, Nelms [120]). Наряду с этим на ИСЗ «Алуэт-1» было обнаружено широкополосное излучение типа шипения (Hiss), обрезанное на нижнегибридной частоте (Brice, Smith [121]), которое регистрировалось главным образом на электрическую антенну, т. е. представляло собой продольные волны ( $k_0 \parallel E$ ). Сонограмма таких волн изображена на рис. 67. Видно, что излучение обрезалось на частоте  $\omega_L$ , значение которой уменьшалось со временем от 10 до 5 кГц, так как спутник двигался в сторону более высоких широт и высота его была почти неизменной ( $z_s \approx 1000$  км), но уменьшалось значение магнитного поля и, следовательно,  $\omega_L$ . Не исключено, что рассматриваемые волны соответствуют резонансной ветви НЧ волн, возбуждаемых в холодной плазме (см. рис. 3). В нижней части рис. 68 приведены результаты одновременных наблюдений на земной поверхности, где под ИСЗ также наблюдалось излучение типа шипения, которое, однако, не обрезалось на нижнегибридной частоте и, по-видимому, являлось излучением другой природы.

Резонансные эффекты на нижнегибридной частоте были обнаружены затем во многих опытах. В виде узкополос-



ного излучения нижегибридные резонансные волны регистрировались, например, с помощью электрической антенны на ИСЗ «OGO-2» ( $z_s = 413 \div 1512$  км; Laaspere, Morgan, Johnson [122]). В опытах на «OGO-4» (Laaspere,

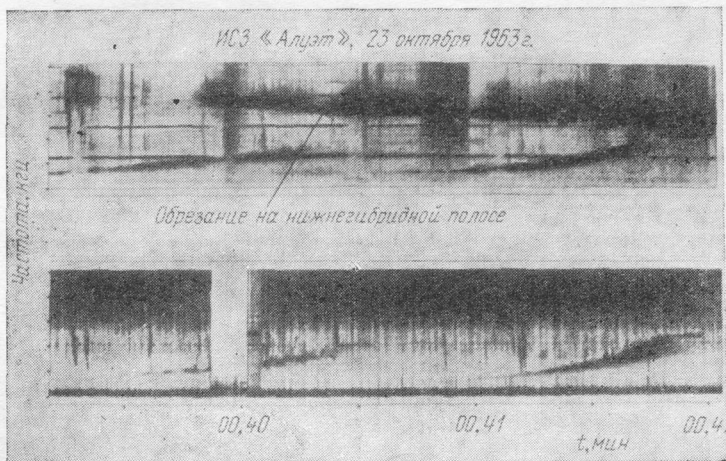


Рис. 67. Сонограмма, иллюстрирующая обрезание широкого пакета СНЧ волн типа шипения, возбужденных в ионосфере на нижегибридной частоте.

Taylor [123]) одновременно с наблюдениями за СНЧ волнами определялся состав ионов с помощью масс-спектрометров. Это позволило сравнивать частоту нижегибридного резонанса, которая получалась из СНЧ спектров колебаний, с данными прямых измерений параметров плазмы (см. формулу (1.42)). Наряду с хорошим согласием результатов определения  $\omega_L$  обоими методами в некоторых случаях получилось расхождение между этими данными. Авторы предполагают, что оно объясняется тем, что не всегда регистрировались нижегибридные волны, возбуждаемые непосредственно около ИСЗ.

На больших, чем в описанных выше опытах, высотах узкополосное излучение на нижегибридной резонансной частоте было зарегистрировано на ИСЗ «OGO-5» (перигей 291 км, апогей 147 000 км (Scarf и др. [124]). На рис. 68 приведен случай, когда эти волны наблюдались на

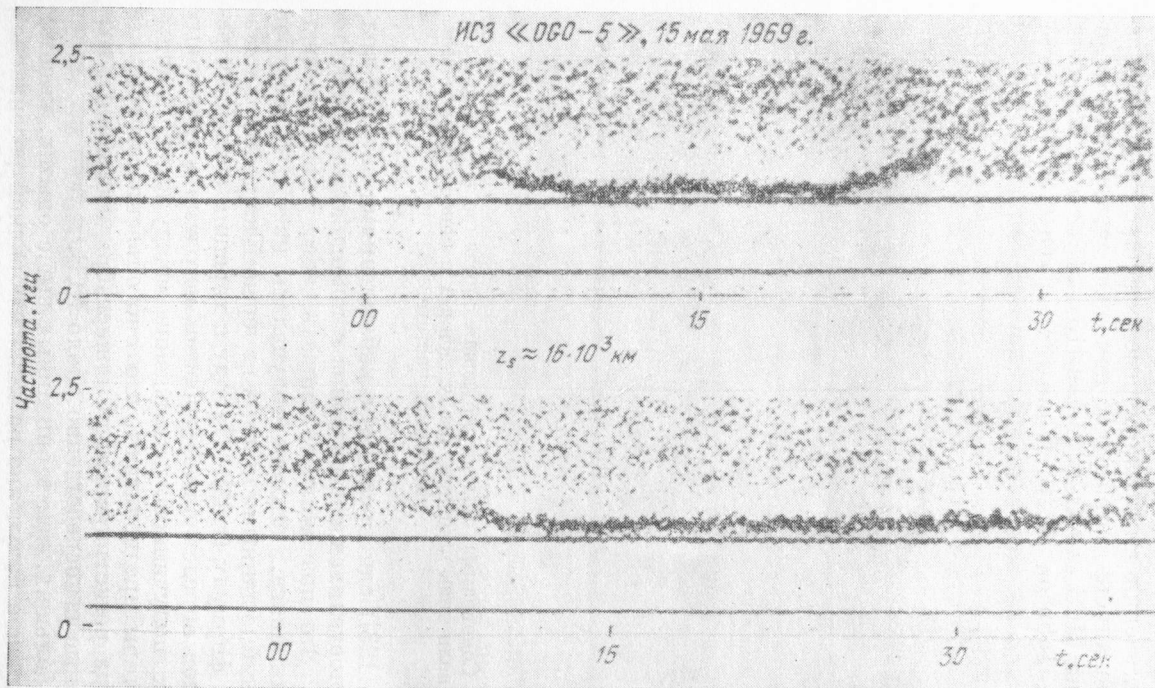


Рис. 68. Узкополосный пакет волн, наблюдавшийся в окрестности нижнегибридной частоты на окраине внешней ионосферы.

расстоянии от центра Земли  $R \approx 2,55 R_0$  (высоте  $z_s \approx 16 \cdot 10^3$  км). Авторы подчеркивают, что эти колебания были заметны только при приеме на электрическую антенну; они не появлялись на магнитной антенне. Одновременно на «OGO-5» измерялось магнитное поле  $H_0$  и концентрация ионов  $N^+$ . Поэтому авторы могли сравнить концентрацию  $N^+$ , получаемую из значения  $\omega_L$  с помощью формулы (I.34) (плазма состоит из электронов и протонов), с измеренным непосредственно значением  $N^+$ . Для случая, показанного на рис. 67, из  $\omega_L$  получались значения  $N^+ \approx 59 \div 76 \text{ см}^{-3}$  (с максимальным разбросом  $37 \div 88 \text{ см}^{-3}$ ), а из прямых измерений  $N^+ \approx 66 \div 88 \text{ см}^{-3}$ . Между этими данными очень хорошее согласие. Следует указать, что излучение на нижегибридных резонансных частотах наблюдалось также на ИСЗ «Инжун-5» и OV3-3.

**4. СНЧ шипение. Излучение симметричной формы.** Во внешней ионосфере, как и на земной поверхности, регистрируется разнообразного типа широкополосное излучение типа шипения (белый шум, VLF Hiss) в диапазоне частот от единиц до десяти и более килогерц. В ряде случаев нижегибридная частота  $\omega_L$  в точке наблюдения лежит в диапазоне частот регистрируемого излучения. Поскольку преимущественно неизвестна область, где возбуждаются эти волны, неясно, к какой резонансной ветви их можно отнести; не исключено все же, что часто это резонансная ветвь НЧ волн  $\omega > \omega_L$  (см. рис. 4).

Наиболее систематично изучено СНЧ шипение в работах [102], [103], [104], [125] (Gurnett, Frank) и [126] (Mossier, Gurnett). Основные типы зарегистрированных на ИСЗ «Инжун-5» спектров волн показаны на рис. 69 и 70.

Наблюдения велись в этих опытах как на магнитную, так и электрическую антенну; определялось направление прихода этого излучения. Чаще всего в полярной зоне наблюдались спектры волн, показанные на рис. 69, а. Они характеризуются большими изменениями во времени диапазона их частот; это излучение обрезается на малых частотах  $\omega_c$ , причем  $\omega_c$  уменьшается с магнитной широтой и имеет минимум на широте  $\sim 70^\circ$  (см. рис. 69, б). На рис. 70 показан другой тип — узкополосного излучения, который наблюдается на средних широтах вне зоны полярных сияний.

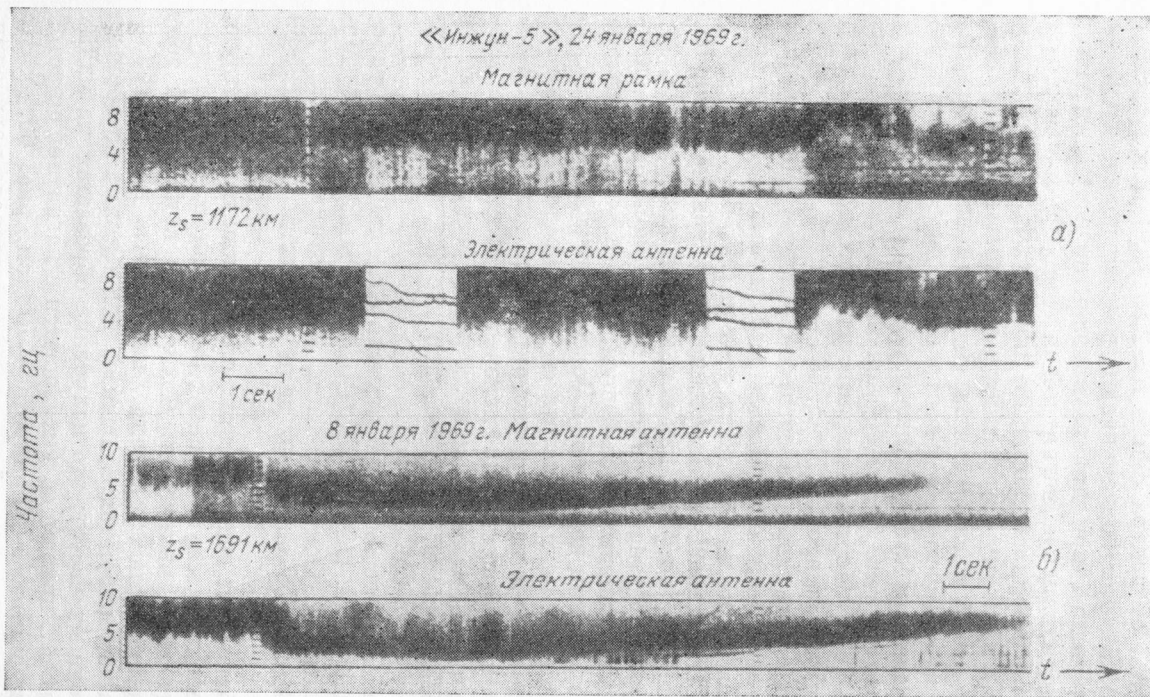


Рис. 69. Сонограммы широких пакетов СНЧ волн, типичных для полярной зоны (а); они имеют минимум на широте  $\sim 70^\circ$  (б).

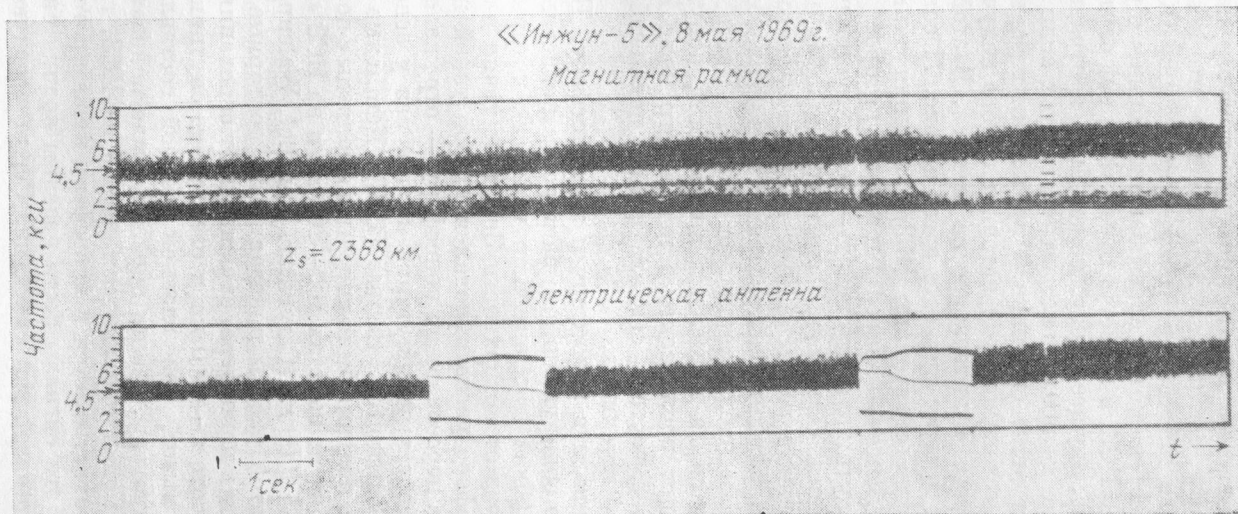


Рис. 70. Сонограмма пакета узкополосных СНЧ волн, типичного для средних широт.

Рассматриваемые волны приходят в точку наблюдения как сверху, так и снизу. Несомненно, что некоторая их часть, если не все они, генерируется выше ИСЗ, так как они имеют частоты, превышающие нижнегибридную частоту около ИСЗ, и не могут отражаться над спутником. Излучение же, идущее снизу, может быть и отраженным. Однако также не исключено, что часть этих волн все же возбуждается ниже спутника. Определенных данных относительно местоположения источника этого излучения в настоящее время в литературе не имеется. В этой связи представляет интерес привести здесь на рис. 71 сонограмму обнаруженного авторами [102] излучения симметричной формы (Saucer — shaped Emission), которое всегда приходит к спутнику снизу вверх — генерируется под точкой наблюдения. Объяснение симметричной формы этого пакета волн дано в работе [102] и является эффектом, связанным со свойствами распространения в диапазоне частот, в котором наблюдается этот сигнал. Часть пакета волн обрезается за пределами поверхности конуса, ось которого лежит вдоль вектора магнитного поля  $H_0$ , минимальная же частота сигнала равна нижнегибридной частоте около источника.

**5. Захват волн в ионосфере и магнитосфере.** На ИСЗ «Алуэт» было обнаружено, что за коротким свистящим атмосфериком (short fractional hop whistler), который проходит один раз от поверхности Земли до точки наблюдения, в ионосфере регистрировался второй такой же сигнал, три раза пересекавший ионосферу — отражался один раз в ионосфере выше спутника и один раз у основания ионосферы (Barrington, Belrose [127]). Детальные исследования этого явления были впервые выполнены с помощью ракет «Аэроби» на высотах 100—200 км и на ИСЗ «Алуэт» на высоте  $z \sim 1000$  км (Carpenter, Duncel, Walcup [128]). Результаты этой работы показали, что повторные сигналы курсируют в ионосфере, отражаясь от основания ионосферы на высоте  $z \sim 100$  км и сверху над спутником ниже области высот, где главной ионной составляющей становятся протоны. Таким образом, было показано, что это явление может наблюдаться только на ИСЗ, так как пакет волн захватывается в ионосферу ниже протоносферы. Поэтому эти сигналы были названы подпротоносферными (Subprotonospheric) свистами. Серия чередующихся

друг за другом коротких свистов, «захваченных» в проносферу сигналов, которые наблюдались на ИСЗ «Инжун-5» на высоте 724 км, показана на рис. 72. На цвет-

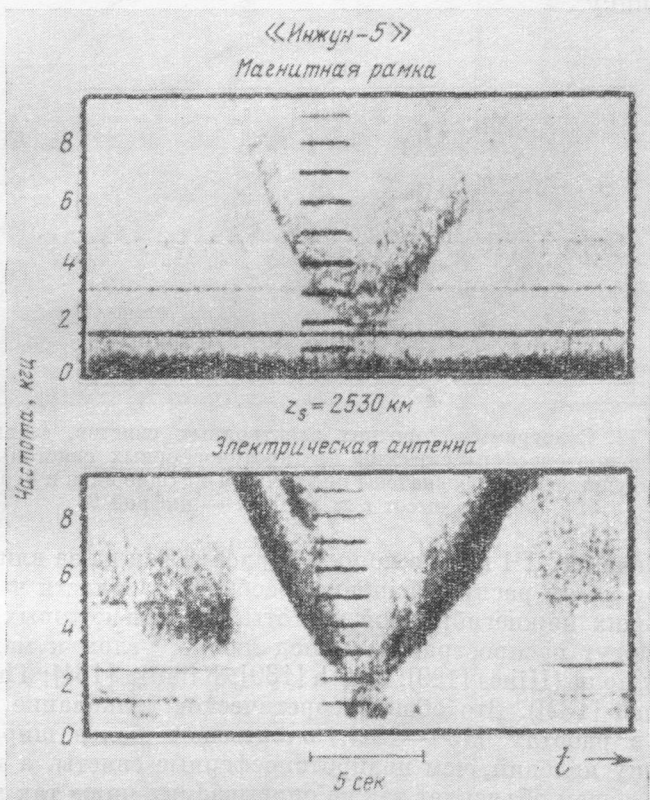


Рис. 71. Сонограмма пакета СНЧ волн симметричной формы, который всегда наблюдался на ИСЗ (перигей 677 км, апогей 2530 км), приходящих снизу вверх.

ной сонограмме, которая здесь воспроизводится в черно-белом варианте, в работе [104] зарегистрированы красные 1 (идущие вверх) и зеленые 2 (идущие вниз) сигналы. На этом же рисунке за этой группой сигналов виден диффузный свистящий атмосферик, который состоит из смеси

идущих вверх и вниз компонент. Это свойственно свистящим атмосферикам, которые сильно рассеиваются на неоднородностях в ионосфере, что приводит ко множеству путей распространения пакета волн от источника к спутнику.

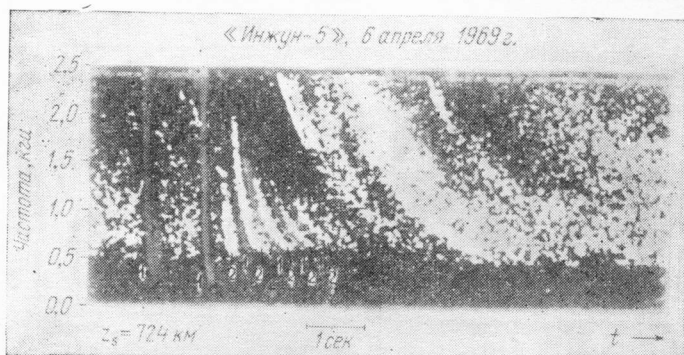


Рис. 72. Сонограммы коротких электронных свистов, «захваченных» в протоносферу сигналов (подпротоносферных свистов). Свисты, идущие вверх, обозначены цифрой 1, а идущие вниз и отраженные от высот  $z \approx 1000$  км — цифрой 2.

Захват СНЧ волн в ионосферу возможен из-за влияния ионов на их распространение, особенно в области частот, меньших нижегибридной частоты  $\omega_L$ , при которых волны могут распространяться под любым углом к магнитному полю (Hines [129]; Smith [130]; Kimura [131]; Thorne, Kennel [132]). Это общее теоретическое толкование, данное в работах [130—132], охватывает более широкую группу явлений, чем подпротоносферные свисты, а именно в общем объясняет также описываемые ниже так называемые «поперечные» свистящие атмосферика (Carpenter, Duncel [133]; Kimura, Smith, Brice [134]), свистящие атмосферика, отраженные в магнитосфере (Magnetospheric — Reflected whistlers), и их разновидность, так называемые  $\nu$ -свистящие атмосферика (Smith, Angerami [135]).

На рис. 73 для иллюстрации показаны ожидаемые траектории волн на частоте 1 кГц, рассчитанные в [131] для двух моделей ионосферы в предположении, что начальное положение луча (вектор  $\mathbf{k}_0$ ) — вертикальное на геомагнитной широте  $30^\circ$ . Из рис. 73 видно, какого типа сложные



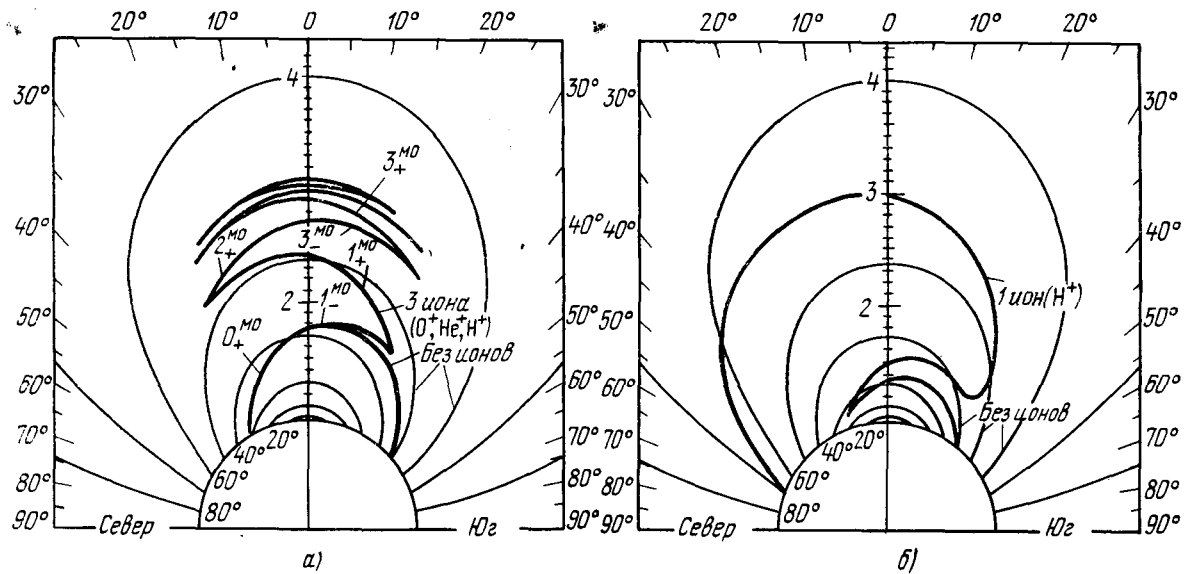


Рис. 73. Траектории СНЧ волн на частоте 1 мГц, рассчитанные теоретически для двух моделей ионосферы с учетом влияния ионов, для заданных начальных положений луча.

$$a) N(z) = \sum \frac{a_i}{b_i} 10^{-\frac{T}{T_i}} \exp\left(-\frac{R_0}{r} \frac{(r-R)}{H_i}\right); \quad б) N_e(z) = 1,8 \cdot 10^5 \exp\left[-4,18 \left(\frac{r}{R_0} - 1,04\right)\right].$$

траектории распространения СНЧ волн возможны в приземной плазме. Однако не следует думать, что во-первых, для полного объяснения указанных явлений достаточно учитывать только влияние ионов и, во-вторых, в настоящее время понятны все особенности этих явлений. Краткое описание, которое дано ниже, наоборот, показывает, что для их истолкования необходимо принять во внимание ряд других особенностей, влияющих на распространение волн в приземной плазме, и что много деталей этих эффектов до настоящего времени остаются неясными.

Автор работы [130] предполагает, например, что большие углы между волновым вектором и магнитным полем, необходимые для отражения вороны у основания протосферы, образуются вследствие влияния горизонтальных градиентов электронной концентрации — они должны быть достаточно большими. Кроме того, предполагается, что поперечный коэффициент преломления уменьшается с высотой. Специального объяснения требуют также некоторые основные особенности поведения протосферных свистов, в частности, которые видны на рис. 72, а именно: постепенное уменьшение высоты отражения сигналов над ИСЗ, т. е. уменьшение времени запаздывания между прямыми (красными) 1 и отраженными (зелеными) 2 сигналами и систематическое изменение верхней и нижней частот обрезания этих сигналов.

Влиянием поперечного распространения волн по отношению к вектору магнитного поля Земли также объясняются поперечные свистящие атмосферерики, которые наблюдаются только на спутниках и были впервые обнаружены на ИСЗ «Алуэт-1» [133]. Это явление состоит в том, что на частотах  $f \approx 1 \div 8$  кгц, которые меньше и порядка нижегибридной частоты, в ионосфере обнаружены свистящие атмосферерики с зависимостью частоты от времени, которая имеет более пологий ход, чем свистящие атмосферерики, наблюдаемые на поверхности Земли. Это дополнительное время  $\Delta t$  запаздывания достигает, например, в опытах [133] 0,22 сек при увеличении магнитной широты от  $30^\circ$  до  $44^\circ$ . В работе [134] показано, что этот эффект можно объяснить, если допустить, что свистящий атмосферерик переходит на части своего пути на различные траектории, распространяясь частично поперек магнитного поля. Однако количественное совпадение с резуль-

татами опытов возможно, если поперечное распространение волны происходит по крайней мере на расстояниях в несколько сот километров. Авторы [134] используют для получения соответствующей модели ионосферы красивое условие чисто поперечного распространения, полученного в работе (Hoffman [136]), а именно формулу

$$n_{\perp g}^2 = A \cos^6 \vartheta \omega_H^4 F \left( \frac{\cos \vartheta}{\sqrt{R}} \right) \quad (\text{III.12})$$

и групповой коэффициент преломления поперечного распространения

$$n_{\perp g}^2 = \frac{\omega_0^2}{\omega_H^2} M_{\text{eff.}}$$

Последняя формула следует из поперечного коэффициента преломления (см. (I.28), (I.29) и (I.42))

$$n_{\perp}^2 = \frac{\omega_0^2}{\omega_H^2 (1 - \omega^2/\omega_L^2)} M_{\text{eff.}} \quad (\text{III.13})$$

В (III.11)  $\vartheta$  — геомагнитная широта (принимается в [136], что магнитное поле Земли — дипольное),  $R$  — радиальное расстояние от центра Земли,  $A$  — константа и  $F$  — произвольная гладкая функция.

В итоге из (III.12) получается, что распределение электронной концентрации в ионосфере должно описываться формулой

$$N_e = \frac{A}{4\pi e^2} \frac{m}{M_{\text{eff}}} \cos^6 \vartheta \omega_H^4 F \left( \frac{\cos \vartheta}{R} \right). \quad (\text{III.14})$$

Оценки, сделанные в [134], показали, что реальные условия в ионосфере могут дать количественное совпадение с экспериментальными значениями  $\Delta t$ .

Магнитосферно-отраженные свистящие атмосферерики (MR-whistlers), обнаруженные впервые на ИСЗ «OGO-1» (перигей 280 км, апогей 149 400 км), как уже отмечалось по своей природе подобны подпротоносферным свистам (SP-whistlers; рис. 74, см. [135]), однако захватываются они в другие более пространственные области внешней ионосферы. Следует здесь отметить, что в литературе область внешней ионосферы высотой  $z > 1500 \div 2000$  км часто

именуется магнитосферой. В этой книге мы придерживаемся указанной в начале гл. I терминологии, а именно, принимаем, что верхняя граница внешней ионосферы лежит у основания плазмопаузы; в ряде случаев на высоте порядка  $R \approx 3 \div 3,5 R_0$ ,  $z \approx 12 \div 15 \cdot 10^3$  км (Альперт [14]).

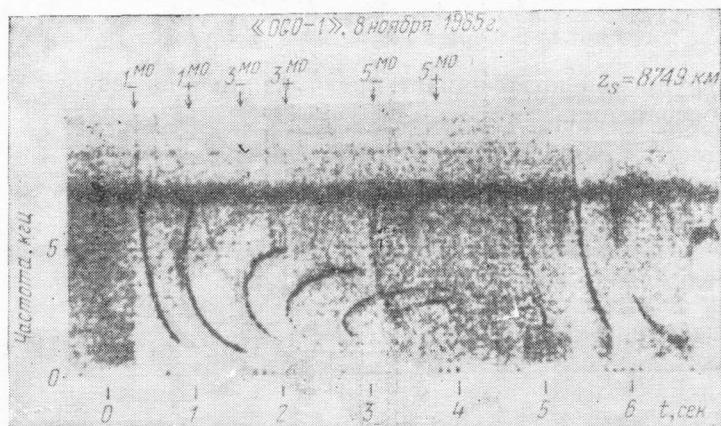


Рис. 74. Магнитосферно-отраженные свистящие атмосферерики, «захваченные» в области ионосферы с верхней границей, расположенной на высотах порядка и более 10 000 км. Сигналы, идущие вверх, отмечены на рисунке индексом «—», сигналы, идущие вниз,— индексом «+».

Распространение МО-свистов во внешней ионосфере, по-видимому, описывается хорошо траекториями, которые приведены на рис. 75 (см. [131, 135]). На этом рисунке схематически показано, как траекторию волны, изображенную на рис. 73, а спутник может дискретное число раз пересекать и регистрировать несколько сигналов, находясь в различных по отношению к источнику (молниевый разряд) полушариях Земли [135]. На рис. 73—75 использованы одинаковые обозначения сигналов и отрезков траектории. Эти обозначения изменяются в зависимости от нахождения спутника в Южном или Северном полушариях (см. рис. 74 и 75). Естественно, что полное объяснение поведения наблюдаемых на опыте МО-свистов является очень сложной задачей, так как для каждой точки

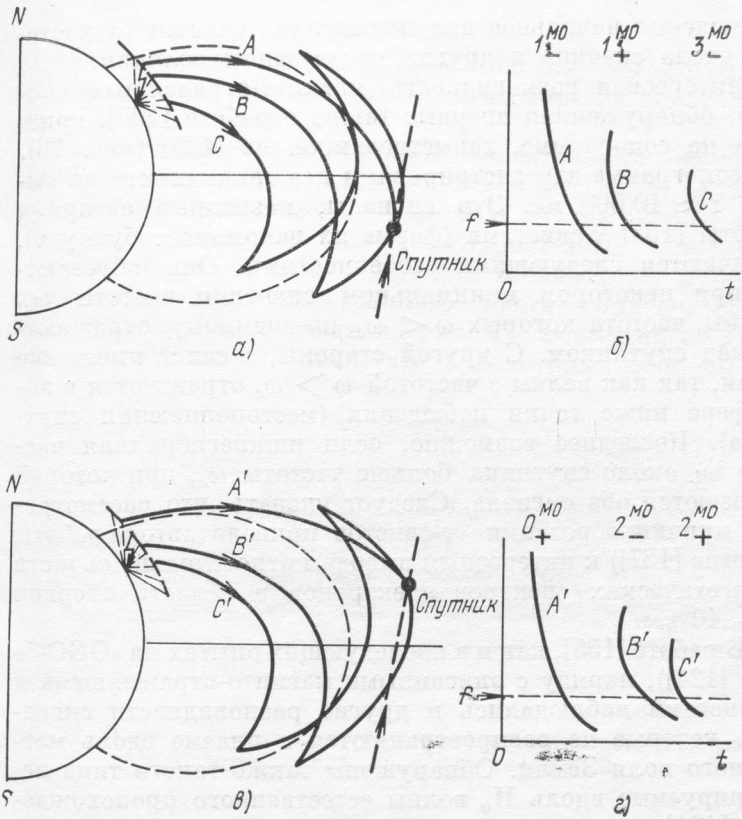


Рис. 75. Схема возможных траекторий распространения магнито-сферно-отраженных свистящих атмосфериков.

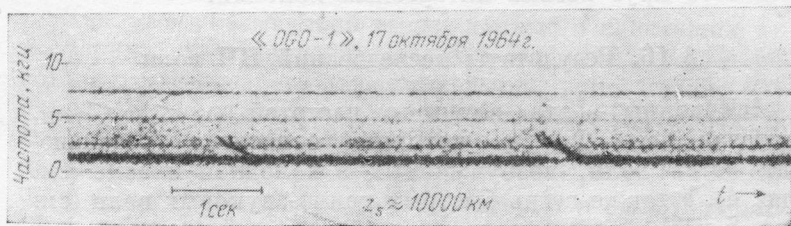


Рис. 76. Сонограмма  $\nu$ -свистов.

наблюдения начальное положение луча зависит от частоты, числа скачков и других неизвестных величин.

Интересная разновидность магнито-отраженных свистов, обнаруженная впервые также в работе [135], показана на сонограмме, заимствованной из [135] (рис. 76). На сонограмме зарегистрированы два таких свиста на высоте  $z \approx 10\,000$  км. Эти сигналы, названные авторами работы [135]  $\nu$ -свистами (форма их напоминает букву  $\nu$ ), отличаются следующими особенностями. Они обрезаются при некотором минимальном значении частоты  $\omega_c$ . Волны, частота которых  $\omega < \omega_c$ , по-видимому, отражаются над спутником. С другой стороны,  $\nu$ -свист имеет две ветви, так как волны с частотой  $\omega > \omega_c$  отражаются в ионосфере ниже точки наблюдения (местоположения спутника). Последнее возможно, если нижнегибридная частота  $\omega_L$  около спутника больше частоты  $\omega_c$ , при которой обрезаются оба сигнала. Следует указать, что рассмотрение причин обрезания  $\nu$ -свистов привело автора работы (Thorne [137]) к интересным выводам относительно свойств энергетических спектров электронов в области энергии  $E \sim 10$  кэв.

В работе [135], как и в последующих опытах на «OGO-5» (см. [124]), наряду с описанными магнито-отраженными и  $\nu$ -свистами наблюдались и другие разновидности сигналов, которые не распространяются в плазме вдоль магнитного поля Земли. Обнаружены также такого типа негидрируемые вдоль  $H_0$  волны естественного происхождения [124], т. е. захват естественного излучения плазмы в ограниченные области плазмы. Естественно, что мы не имеем здесь возможности более детально рассматривать весь этот круг весьма интересных явлений.

## § 16. Результаты исследований НЧ волн

НЧ волны — это волны с частотой  $\omega_L < \omega \lesssim \omega_H$ , включая  $\omega \sim \Omega_0$ , к которым относятся резонансная ветвь волн, возбуждаемых в холодной плазме (см. рис. 4), а также ветвь быстрых ионно-звуковых волн (см. рис. 5 и 6) и ветвь медленных электронно-звуковых волн в неизотермической плазме (см. § 5), которая также начинается в НЧ диапазоне частот. В этом параграфе мы рассмотрим преимущественно волновые процессы ( $\omega >$

$> \omega_L$ ), поведение которых (возбуждение, распространение, затухание) обусловлено главным образом колебаниями электронов плазмы.

### 1. Свистящие атмосферерики (электронные свисты).

Наиболее популярным представителем этих волн являются свистящие (длинные) атмосферерики — электронные свисты, наблюдаемые в магнитно-сопряженных источнику областях на поверхности Земли или в ионосфере. Образец сонограммы такого электронного свиста, полученный на ИСЗ «Вангард-3», показан на рис. 77. В опытах на ИСЗ «Инжун-3» было отмечено, что в некоторые периоды на

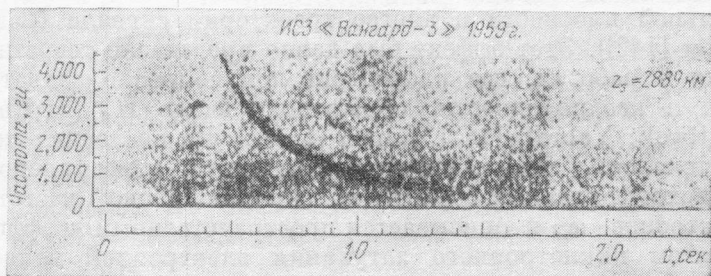


Рис. 77. Одна из первых сонограмм электронного свиста (свистящего атмосферерика), полученного на ИСЗ.

спутнике регистрировалось 20 свистов в минуту [107]. В тот же период времени с приборами одинаковой чувствительности на земной поверхности за 15 часов было зарегистрировано только 3 свиста!

Как уже указывалось выше, данные о свистящих атмосферериках рассматриваются лишь для иллюстрации некоторых эффектов, наблюдаемых в приземной плазме (см. [89, 90]). Однако целесообразно перечислить здесь следующие принципиально важные факты, обнаруженные при их исследованиях.

а) С помощью свистящих атмосферериков было впервые обнаружено и наиболее детально исследовано так называемое колено на границе внешней ионосферы, а именно область плазмопаузы, где электронная концентрация падает в ряде случаев примерно в  $10 \div 100$  раз в интервале расстояний  $\Delta R \approx 0,15 R_0$  на расстоянии от центра

Земли в экваториальной плоскости  $R \sim 3,5 \div 5 R_0$  (Carpenter [138]; Angerami, Carpenter [140]). В дальнейшем было показано, что граница плазмопаузы и перепад электронной концентрации изменяются еще в более широких пределах (см., например, Carpenter и др. [141]).

б) В последние годы пришли к убедительному выводу, что распространение свистящих атмосфериков вдоль  $H_0$  определяется влиянием продольных неоднородных образований, образующихся в приземной плазме вдоль линий магнитного поля Земли  $H_0$ . Как следствие этого, электронные свисты преимущественно обрезаются на частоте  $\omega_c \approx \approx \omega_{H0}/2$ , где  $\omega_{H0}$  — гирочастота электронов в экваториальной плоскости в апогее траектории сигнала (Carpenter [142]). Этот эффект был давно предсказан теоретически в работах, где рассматривался вопрос о захвате волн в неоднородности, образуемых вдоль  $H_0$  (Smith, Helliwell, Yabroff [143], Smith [144]). До последних лет допускалось, что обрезание свистящих атмосфериков происходит главным образом на гирорезонансной частоте электронов  $\omega_H$  и описывается пространственным коэффициентом циклотронного затухания электронной волны

$$\kappa_{He} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{c}{v_e} \frac{\omega_H - \omega}{\omega} \exp(-z_{He}^2), \quad (\text{III.15})$$

где

$$z_{He} = \frac{\omega_H - \omega}{\omega} \frac{c}{v_e n_{20}} \gg 1. \quad (\text{III.16})$$

В ряде работ для анализа свистящих атмосфериков в апогее их траектории использовалась также кинетическая поправка к коэффициенту преломления, описывающему волны свистового мода. А именно, с учетом теплового движения электронов

$$n^2 = n_{20}^2 (1 + \delta) \simeq \frac{\omega_0^2}{\omega (\omega_H \cos \theta - \omega)} (1 + \delta), \quad (\text{III.17})$$

где при  $\theta = 0$  и выполнении условия (III.16)

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{v_e^2}{c^2} \frac{\omega \omega_0^2}{(\omega_H - \omega)^2}. \quad (\text{III.18})$$

(Более полные формулы для  $\kappa_{He}$  и  $n$  см. в [3] и [12]).



в) Анализ результатов недавних наблюдений на ИСЗ «OGO-3» (Angerami [145]) за свистящими атмосфериками показал, что в условиях этих опытов:

1) толщина продольных неоднородных образований изменялась в пределах  $0,035 \div 0,070 R_0$ , т. е.  $\sim 200 \div 400$  км,

2) неоднородные образования отстояли друг от друга на  $0,017 \div 0,18 R_0$ , т. е.  $\sim 100 \div 1000$  км,

3) длина неоднородных образований на экваторе порядка  $0,3 R_0$ , т. е.  $\sim 2000$  км,

4) неоднородности представляют собой сгущения, а не разрежения электронной концентрации ( $\delta N_e = N_e - N_{e0} > 0$ ,  $N_0$  — невозмущенное значение электронной концентрации).

г) При наблюдениях за свистящими атмосфериками на земной поверхности были обнаружены на сонограммах узкие полосы волн, возбуждаемые в приземной плазме, стимулированные самими свистящими атмосфериками (Helliwell [177]). Изучение этих узкополосных пакетов волн показало, что они регистрируются преимущественно в двух диапазонах частот и имеют следующие свойства (см. [89, 142]).

1) Один тип волн возбуждается в окрестности частоты  $\omega_c$  обрезания свистящего атмосферика, а именно при  $\omega \lesssim \frac{1}{2} \omega_{H0}$ , где  $\omega_{H0}$  — гирочастота в апогее магнитосиловой линии, вдоль которой распространяется свистящий атмосферик. Частота этого пакета волн очень медленно растет со временем; он имеет ширину порядка 50 гц. Продолжительность излучения в ряде случаев достигает 20 секунд.

2) Другой тип узкополосных сигналов возбуждается вблизи хвоста свистящих атмосфериков на частоте  $\omega \sim \frac{1}{6} \omega_{H0}$ . Частота этого пакета волн быстро и значительно растет со временем (Rising tone) и имеет ширину порядка 50 гц. Иногда эти сигналы имеют более сложную форму, т. е. также спадающую по частоте ветвь (Hooks).

В последующих опытах было обнаружено узкополосное излучение приземной плазмы, стимулированное наземными длинноволновыми радиостанциями (Helliwell, Katsufakis, Trimpi, Brice [178]; Helliwell, Katsufakis, Kimura [179]). Это излучение возбуждается в плазме через некоторое время после прихода радиоволн в плазму,

что заметно по записям телеграфных сигналов тире. Чем мощнее радиостанция, тем раньше возбуждаются эти волны. При достаточно длинных тире возбуждение наблюдается даже при очень мало-мощных радиостанциях (Kimura [180]). Легче эти пакеты волн возбуждаются, когда частота радиостанции  $\omega \sim 1/2 \omega_{H0}$ . Частота, на которой происходит возбуждение, по-видимому, несколько превышает значение частоты  $\omega$  радиостанции. Затем частота пакета волн значительно изменяется разнообразным образом. В некоторых случаях она увеличивается со временем, в некоторых случаях уменьшается (Falling tone). Наблюдаются случаи, когда вначале частота пакета волн уменьшается, а затем растет или же происходит обратное (Branching spectrum). Рассматривались различные теоретические объяснения этого излучения, стимулированного внешними источниками электромагнитных волн (Artificially stimulated emission) (см., например, Helliwell [181], Kimura [182], Matsumoto [183]).

**2. НЧ хоры, шипение и другого типа излучения, генерируемые около геомагнитного экватора.** В последние годы в серии экспериментов на ИСЗ «OGO-1» и «OGO-3» исследованы различного типа НЧ излучения, частоты которых меньше гирочастоты электронов  $\omega_H$  около спутника (Burtis, Helliwell [146]; Dunckel, Helliwell [147]; Dunckel, Ficklin, Rorden, Helliwell [148]). Измерения проводились на этих ИСЗ только на магнитную антенну (рамку).

Показано, что эти излучения главным образом генерируются в окрестности геомагнитного экватора на частоте  $\omega \lesssim \omega_{H0}/2$  ( $\omega_{H0}$  — гирочастота на экваторе) в переходной области между плазмопаузой и магнитосферой при значениях  $R \approx 4 \div 10 R_0$ . Интенсивность излучений и вероятность их появления падает с удалением от Земли. При пересечении спутником фронта ударной волны, образуемого около Земли в магнитосфере, ни в одном случае в этих опытах не были обнаружены НЧ излучения.

Образцы сонограмм излучений типа шумов (шипение, Hiss) и хоров, полученные на «OGO-1» и «OGO-3», показаны на рис. 78 и 79. Излучения шумов регистрировались в диапазоне от 0,3 кГц (нижняя частота приемного устройства) до 3 кГц. Обрезание излучения на верхней частоте обычно происходит резко. Характер излучения хоров

(рис. 79) изменяется с удалением от Земли — полосы излучения становятся более спорадическими. Так, из рис. 79 (на нем также приведена зависимость амплитуды поля  $H$  от частоты) видно, что на расстоянии от центра Земли  $R \approx 52 \cdot 10^3$  км зарегистрирована только одна полоса излучения в интервале  $\Delta t \approx 50$  сек. Продолжительность таких полос излучения  $t \approx 10$  сек, они повторяются обычно

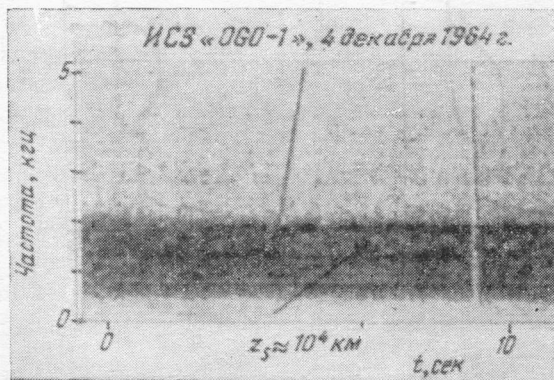


Рис. 78. Сонограммы полосы НЧ волн типа шипения, зарегистрированных на окраине внешней ионосферы.

через несколько минут. Детальные исследования хоров (см. [146]) показали, что центральная частота этого излучения увеличивается с уменьшением геомагнитной широты и хорошо коррелирует с ходом минимальной гирорезонансной частоты электронов вдоль силовой линии магнитного поля Земли, т. е. со значением  $\omega_{H0}$  в ее апогее (на экваторе). Результаты сравнения  $f_{H0} = \omega_{H0}/2\pi$  и зарегистрированного на «OGO-1» излучения (иногда наблюдается смесь шумов и хоров) показаны на рис. 80. На этом же рисунке приведена зависимость локального (около ИСЗ) значения гирочастоты  $f_H$ . Из этих исследований следует, что частота наблюдаемых хоров в общем изменяется в пределах  $\omega \approx 0.2 \div 0,5 \omega_{H0}$ . Однако анализ экспериментальных данных и выполненные в [146] расчеты привели авторов к выводу, что на самом деле излучение генерируется в экваториальной плоскости на частоте  $\omega \sim \omega_{H0}/2$ ,

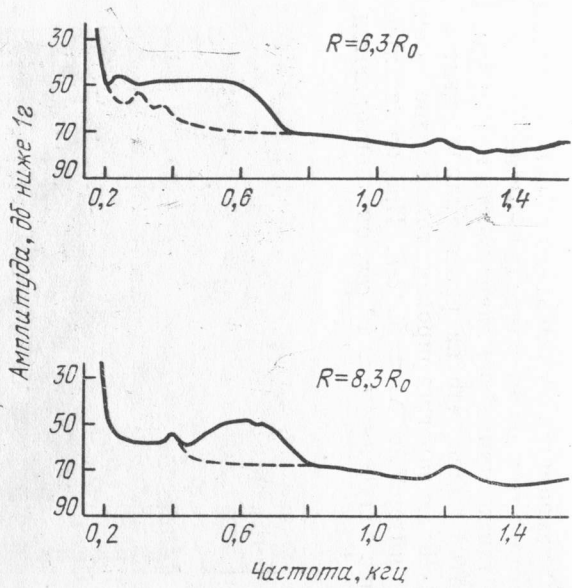
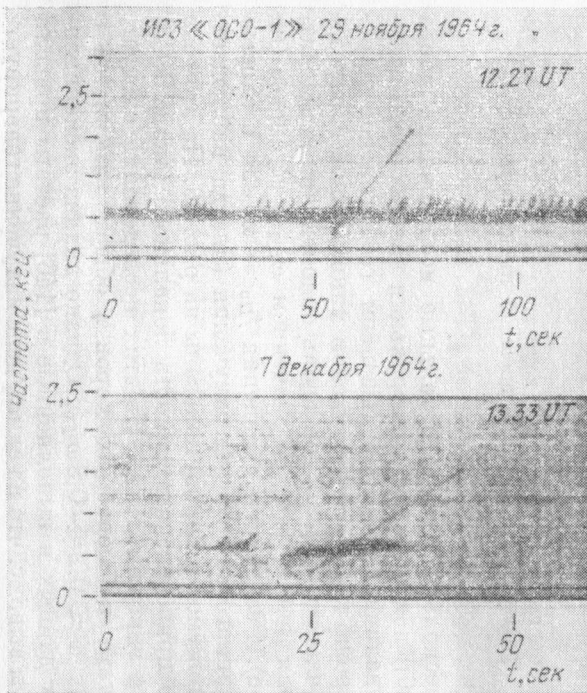


Рис. 79. Сонограммы дискретных сигналов типа хоров, зарегистрированных за пределами внешней ионосферы в плазмопаузе.

но волны распространяются до точки наблюдения по траекториям, отклоняющимся от силовой линии магнитного поля. Реальные траектории этих волн более вытянуты, чем

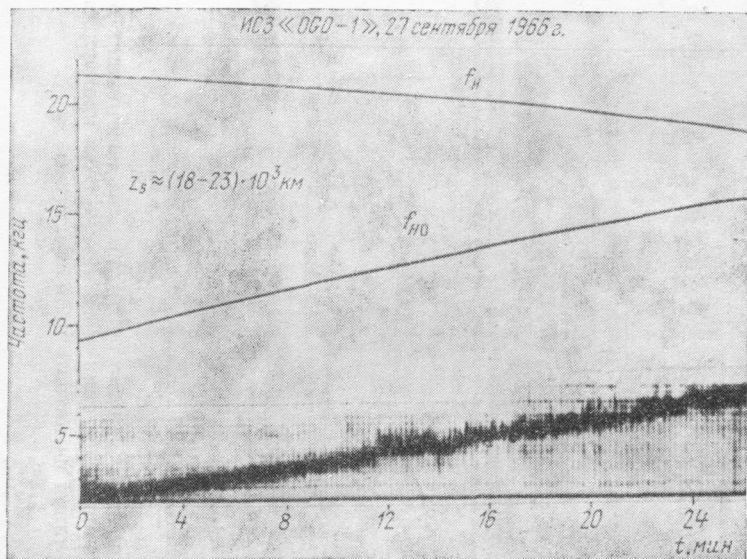


Рис. 80. Запись узкой полосы НЧ волн (смеси шипения и хоров), показывающая, что их частота изменяется подобно изменению гирочастоты электронов  $f_{H0}$  в апогее силовых линий магнитного поля Земли, которые пересекал ИСЗ.

силовые линии. Возможность существования таких траекторий для волн свистового мода была ранее показана теоретически (см., например, [132]). Поэтому при интерпретации экспериментальных данных, ассоциируя их с линиями магнитного поля Земли, получаются заниженные значения отношения  $\omega/\omega_{H0}$ , особенно при больших значениях геомагнитной широты.

Аналогичным образом установлено в этих опытах, что верхняя частота обрезания различного типа излучений изменяется с изменением положения спутника и также пропорциональна  $\omega_{H0}$ . Это следует, например, из рис. 81, на котором приведена сонограмма (и ее детали для трех коротких отрезков времени), снятая на расстояниях от

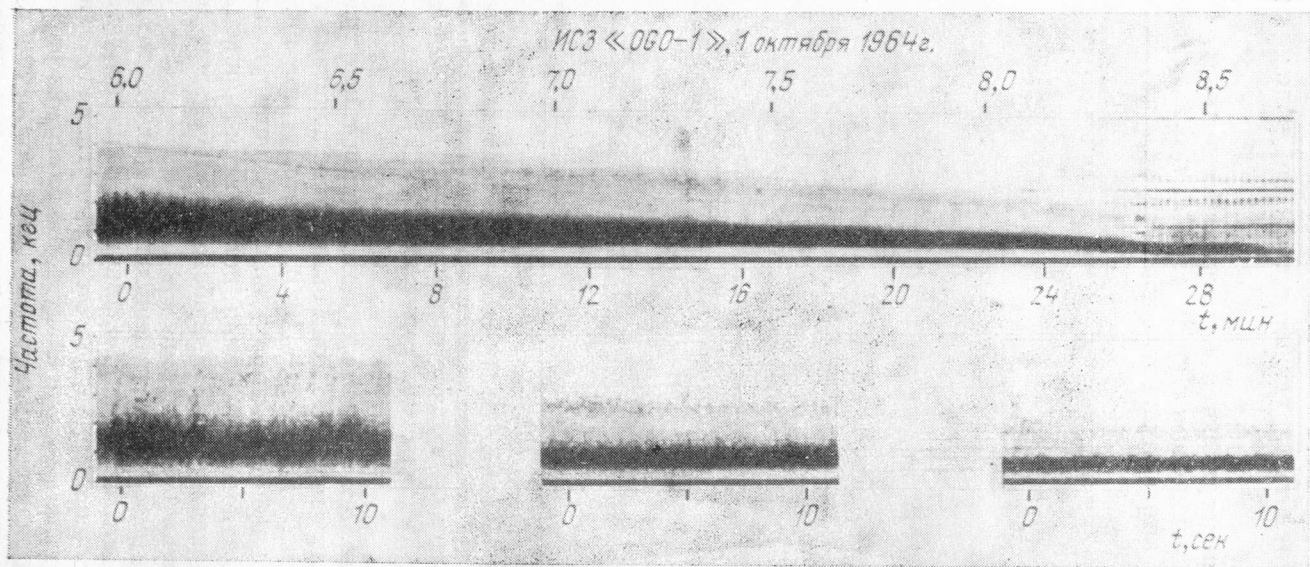


Рис. 81. Сонограмма полосы НЧ волн типа шипения, зарегистрированная на расстояниях от центра Земли в  $6 \div 8,5 R_0$ , иллюстрирующая, что верхняя граница обрезания этого пакета волн пропорциональна  $f_{H0}$  в апогее силовых линий магнитного поля Земли.

Земли  $R \approx 6,0 \div 8,5R_0$ . С ростом  $R$  уменьшалось значение  $\omega_{H0}$  и пропорционально уменьшалась верхняя граница частоты обрезания излучения.

Авторы работ [146] и [147] пришли к заключению, что исследованные ими НЧ излучения, генерируемые в экваториальной плоскости, согласуются с теорией, развитой в работе Kennell, Petschek [149].

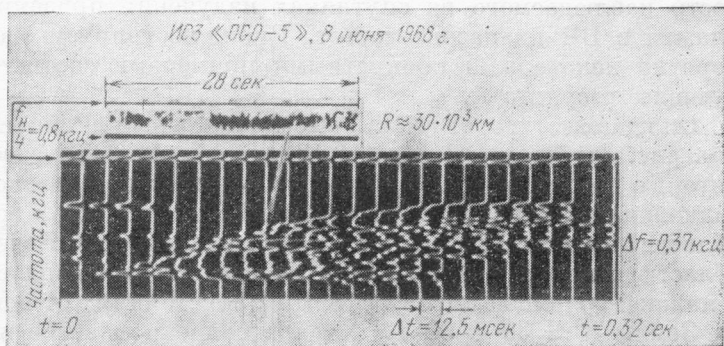


Рис. 82. Запись результатов частотно-временного анализа тонкой структуры НЧ пакета волн типа хоров.

Впервые интересное экспериментальное исследование тонкой структуры различного типа излучений выполнено недавно в работе Coroniti, Fredericks, Kennell [150]) с помощью спектроанализатора с высоким разрешением во времени. В этой работе приводятся результаты анализа сонограмм НЧ хоров, наблюдаемых на расстоянии от центра Земли  $R \approx 30 \cdot 10^3 \text{ км}$  вблизи экваториальной зоны (рис. 82). Последовательность записей на этом рисунке через интервалы времени  $\Delta t = 12,5 \text{ мсек}$  описывает структуру спектра и его эволюцию во времени. Спектр хоров, как заключают авторы, состоит из узкополосных модов шириной  $\Delta f \approx 20 \div 30 \text{ гц}$  и частотно-модулированных волн. Несомненно, что дальнейшие исследования тонкой структуры спектров позволяют глубже изучить природу разнообразного типа волн, наблюдаемых в приземной плазме.

Отметим, что в опытах на «ОГО-1» также обнаружены два новых типа излучений — широкополосное (broadband)

и отсекаемое на частоте  $\sim 20$  кГц (highpass); как предполагают авторы, они генерируются около спутника. Мы здесь не описываем это излучение, отсылая читателя к работе [148].

### § 17. Результаты исследований ВЧ волн ( $\omega > \omega_H$ )

В § 13 были отмечены основные результаты и особенности наблюдаемого на спутниках излучения приземной плазмы в ВЧ диапазоне частот. Проиллюстрируем здесь коротко некоторыми конкретными примерами соответствующие результаты.

Ожидаемые теоретически высокочастотные резонансы (см. рис. 3 и § 4) и ВЧ излучения, рассматриваемые здесь, которые до сих пор еще не имеют ясного теоретического толкования, получены в экспериментах в основном в трех областях естественной плазмы: во внешней ионосфере в области высот  $z \sim 800 \div 3000$  км, между плазмопаузой и нижней границей магнитосферы на расстояниях от центра Земли  $R \approx 30 \div 50 \cdot 10^3$  км и в солнечном ветре при удалении спутника примерно на 100  $\div$  150 тысяч и миллионов километров от Земли. При этом в опытах во внешней ионосфере получены данные о волнах и колебаниях плазмы, которые принудительно возбуждались под ударным воздействием радиоимпульсов, излучаемых со спутника. В магнитосфере и в солнечном ветре регистрировалось излучение, которое преимущественно, по-видимому, генерировалось потоками частиц, излучаемых Солнцем.

**1. Резонансы, наблюдаемые во внешней ионосфере.** Данные о резонансах во внешней ионосфере в области высот  $z \approx 800 \div 3000$  км получены впервые на ИСЗ «Алуэт» (см. [151]). На этих спутниках были установлены многочастотные импульсные радиостанции (иозонды), которые, пробегая широкий диапазон частот  $\omega$ , излучали импульсы (узкие пакеты волн  $\Delta\omega \ll \omega$ ) в окрестности несущей частоты  $\omega$  и одновременно принимали волны на этих частотах, отраженные или генерируемые в ионосфере. В этих опытах и было впервые обнаружено, что при прохождении частоты излучателя через резонансные частоты плазмы в ней возбуждаются соответствующие пакеты собственных колебаний плазмы. Они проявляются на высотно-частотных характеристиках в виде выступов



(spikes), время жизни которых изменяется от случая к случаю и зависит от типа резонанса. Соответствующая характеристика, полученная на ИСЗ «Алуэт-2», показана на рис. 83 (Calvert, McAfee [152]). В левой части рисунка на вертикальной оси нанесена шкала так называемых действительных высот (virtual range)  $z_v = c\Delta t/2$ , где  $c$  — скорость электромагнитных волн в вакууме, а  $\Delta t$  (шкала

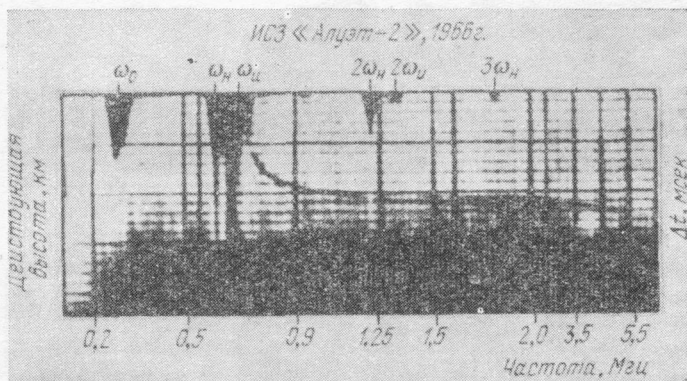


Рис. 83. Высотно-частотная характеристика с выступами, полученная на ИСЗ, иллюстрирующая резонансное возбуждение различного типа волн на частотах  $\omega_H$ ,  $2\omega_H$ ,  $3\omega_H$ ,  $\omega_0$ ,  $\omega_U$  и  $2\omega_U$ .

справа) — время запаздывания отраженных или время жизни излученных волн. На горизонтальной оси внизу отложены частоты, которые пробегал ионозонд за короткий отрезок времени. Сверху отмечены значения резонансных частот ( $\omega_0 = 2\pi f_0$ ,  $\omega_H = 2\pi f_H$ ,  $2\omega_H$  и т. д.), на которых регистрировались резонансные выступы. В рассматриваемом случае на рис. 84 наблюдались гирорезонансы до третьей кратности ( $\omega_H$ ,  $2\omega_H$  и  $3\omega_H$ ), верхнегибридные резонансы ( $\omega_U$  и  $2\omega_U$ ) и ленгмюровские волны  $\omega_0$  \*). В опытах на ИСЗ «Алуэт-2» были зарегистрированы гирорезонансы  $s\omega_H$  от  $s = 1$  до  $s = 16$  (Lockwood [153]). Уже отмечалось выше, что в некоторых опытах наблюдались «половинные» резонансы  $\omega = 1/2 \omega_H$ ,  $1/2 \omega_0$ ,  $3/2 \omega_H$

\*) В этих опытах  $\omega_0 < \omega_H$ .

(Nelms, Lockwood [154]). В одной из последних работ (Oya [155]) детально изучены промежуточные между целочисленными гирорезонансными  $s\omega_H$  и  $(s+1)\omega_H$  резонансы «диффузного типа»  $\omega_{D1}, \omega_{D2} \dots$  Они были названы

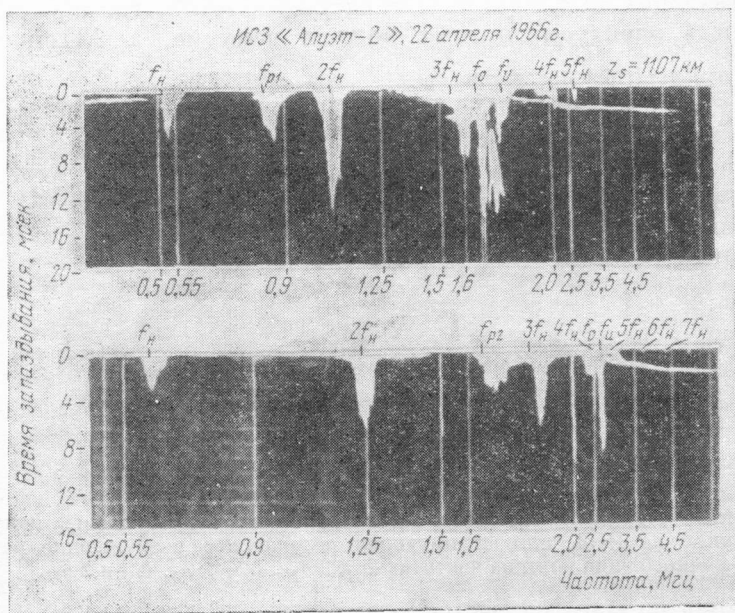


Рис. 84. Высотно-частотная характеристика с выступами, полученная на ИСЗ, иллюстрирующая резонансное возбуждение между гирочастотами электронов  $f_H \div 2f_H$ ,  $2f_H \div 3f_H$ ,  $3f_H \div 4f_H$  и т. д.

в работе [154] диффузными, так как обычно эти сигналы размыты — занимают широкий интервал частот (рис. 84) и их центральная частота не всегда соответствует точно полуцелочисленным значениям  $\frac{2s+1}{2}\omega_H$ . Результаты анализа большого числа измерений показали, что в тех случаях, когда  $\omega_0 < 1,8\omega_H$  (в описываемых опытах было 900 таких случаев), резонансы на частотах  $\omega_{Ds}$  не наблюдаются. В обратном случае, когда  $\omega_0 > 1,8\omega_H$ , они всегда наблюдаются. Зарегистрированы резонансы  $\omega_{Ds}$  только до  $s = 4$ . В некоторых случаях резонансная об-

ласть  $\omega_{Ds}$  разбивается на два сигнала. В общем, частоты резонансов  $\omega_{Ds}$  изменяются в следующих пределах:

$$\begin{aligned} \omega_H \div 2\omega_H: \quad \omega_{D1} \approx (1,4 \div 1,85) \omega_H; \quad \omega'_{D1} (1,7 \div 1,9) \omega_H; \\ \omega_0 \approx (2,0 \div 3,7) \omega_H, \\ 2\omega_H \div 3\omega_H: \quad \omega_{D2} \approx (2,4 \div 2,9) \omega_H; \quad \omega'_{D2} (2,6 \div 3,0) \omega_H; \\ \omega_0 \approx (3,4 \div 4,8) \omega_H, \\ 3\omega_H \div 4\omega_H: \quad \omega_{D3} \approx (3,6 \div 3,9) \omega_H; \quad \omega_0 \approx (4,5 \div 5,8) \omega_H, \\ 4\omega_H \div 5\omega_H: \quad \omega_{D4} \approx (4,5 \div 4,9) \omega_H; \quad \omega_0 \approx (5,4 \div 6,7) \omega_H. \end{aligned} \quad (\text{III.19})$$

Предполагается, что резонансы  $\omega_{Ds}$  представляют собой электростатические волны (см. Warren, Hagg [156]) и описываются полученной в работе (Dougherty, Monaghan [157]) формулой

$$\frac{\omega_{Ds}}{\omega_H} = s + \frac{0,464}{s^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_H^2}. \quad (\text{III.20})$$

В работе [157], как и в других ранних работах (см., например, Fejer, Calvert [158]; Crawford, Harp, Mantei [159]), были теоретически рассмотрены резонансы, наблюдаемые на ИСЗ «Алуэт», стимулированные высокочастотными полями, которые создают около ИСЗ излучающие линейные антенны. До сих пор ряд эффектов, наблюдаемых в этих опытах (см. § 13), однако, остается необъяснимым, и вообще отсутствует детальное и конкретное сопоставление теоретических и экспериментальных результатов.

Следует отметить, что основной особенностью рассмотренных резонансов во внешней ионосфере является короткое время их жизни: оно достигает лишь  $(5 \div 10) \cdot 10^{-3}$  сек. Излучение в приземной плазме, рассматриваемое в следующем разделе, наоборот, наблюдалось обычно в течение многих, даже десятков, минут.

**2. Волны в ближней магнитосфере и в солнечном ветре.** Приведем здесь некоторые наиболее характерные результаты опытов, полученные в ВЧ диапазоне частот.

На ИСЗ «OGO-5» были обнаружены узкополосные излучения на частотах  $\omega \approx \frac{2s+1}{2} \omega_H$  (до  $3/2 \omega_H$ ), наиболее часто — на частоте  $3/2 \omega_H$ , которые обычно регистрирова-

лись непрерывно в течение многих минут (Kennell и др. [160]). Это излучение наблюдалось на расстояниях от Земли  $R \approx (30 \div 50) \cdot 10^3$  км между плазмопаузой и магнитопаузой. Анализ экспериментальных данных показал, что оно возбуждается в окрестности геомагнитного экватора. Значения электрического поля  $E$  на частоте  $\frac{3}{2}\omega_H$

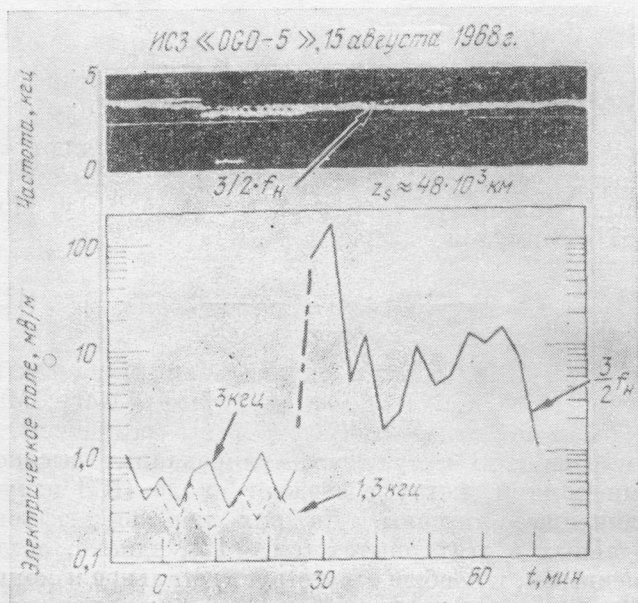


Рис. 85. Узкая полоса ВЧ волн, зарегистрированная за пределами ионосферы на частоте  $\frac{3}{2}f_H$ .

весьма большие. Они изменяются в различных случаях в пределах от нескольких единиц до нескольких десятков милливольт на метр. Сонограмма излучения на частотах  $\omega \approx \frac{3}{2}\omega_H$ , зарегистрированная в одном из опытов на расстоянии от центра Земли  $R \approx (40 \div 50) \cdot 10^3$  км, и зависимость напряженности поля этих волн показаны на рис. 85 (Scarf, Fredericks [161]). Анализ тонкой структуры этого излучения, выполненный в работе [150] в интервале времени  $\Delta t = 0,42$  сек через каждые 12,5 мсек, когда  $R = 42 \cdot 10^3$  км и магнитная широта  $\lambda_M = -4^\circ$ , дан на

рис. 86. Полученная в [150]  $(\omega, t)$ -диаграмма для этого отрезка времени показывает, что излучение на частоте  $\frac{3}{2}\omega_H$ , по-видимому, состоит из нескольких модов в узком интервале частот  $\Delta f \approx 200$  гц. В описываемых опытах

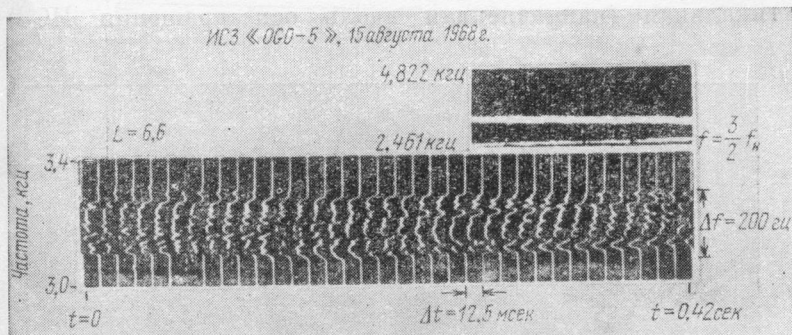


Рис. 86. Запись результатов частотно-временного анализа тонкой структуры полосы ВЧ волн на частоте  $\frac{3}{2}f_H$  (см. рис. 85).

показано, что излучение на частотах  $\omega = \frac{2s+1}{2}\omega_H$  представляет собой продольные ( $\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{E}$ ) волны. Механизмы возбуждения этих волн и теоретическое их объяснение до сих пор неизвестны.

Интересные результаты наблюдений ВЧ волны на ИСЗ «IMP-6» описаны недавно (см. Shaw, Gurnett [176]). В этих опытах, начиная от расстояний от Земли порядка  $3R_0$  ( $\sim 20\,000$  км), примыкающих к границе внешней ионосферы (плазмопаузе), до  $9 \div 10R_0$  (в магнитосфере), были зарегистрированы в непрерывном диапазоне частот полосы излучения, соответствующие высокочастотной резонансной ветви плазменных волн  $\omega_1(\theta)$ , описываемой формулами (I.31) и (I.32) (см. рис. 3). Это излучение наблюдалось только на электрической антенне (продольные волны). В соответствии с теорией оно обрезалось при угле  $\theta = 0$  между антенной и вектором магнитного поля Земли  $\mathbf{H}_0$  на плазменной частоте  $\omega_0$  (когда  $\omega_0$  было больше  $\omega_H$ ) и при угле  $\theta = \pi/2$  на верхнегибридной частоте  $\omega_U = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_H^2}$  (рис. 87). Напряженность поля этих волн

не превышала  $10 \text{ мкв/м}$  (плотность энергии  $\sim 10^{-21} \text{ эрг/см}^3$ ). Поэтому их можно было наблюдать только в условиях спокойного состояния магнитосферы, и они были обнаружены, так как использовались в опытах длинные антенны: две горизонтальные длиной в  $53,5 \text{ м}$  и  $92,5 \text{ м}$  и вертикальная (направленная вдоль оси вращения ИСЗ)

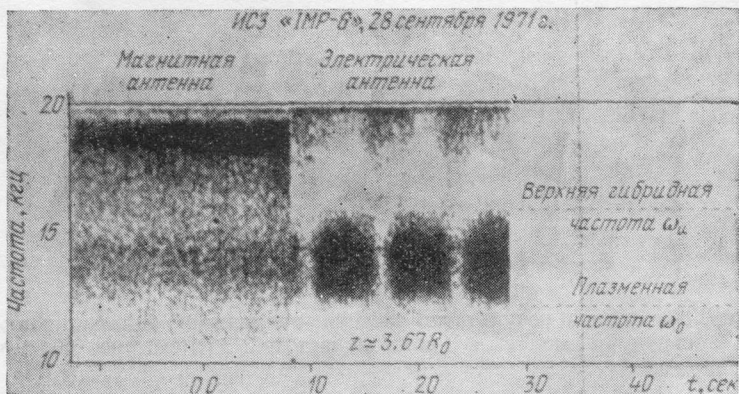


Рис. 87. Высокочастотная ветвь плазменных волн  $\omega_1(\theta)$  (см. рис. 3), зарегистрированная в магнитосфере на ИСЗ «IMP-6».

длиной в  $7,7 \text{ м}$ . Так как частоты обрезания определялись весьма точно и измерялось также точно значение магнитного поля  $|\mathbf{H}_0|$ , то авторы смогли использовать результаты этих измерений для точного определения электронной концентрации пересекаемых ИСЗ областей плазмы двумя методами: по значениям  $\omega_0$  и  $\omega_U$ . Образцы полученных ими профилей электронной концентрации  $N_e(R)$  в магнитосфере показаны на рис. 88. Несомненно, что точность этого резонансного метода определения  $N_e$  превышает точности любых других методов, так как результаты измерений не зависят от возмущений плазмы в окрестности ИСЗ, линейные масштабы которых меньше области возбуждения плазменных волн, а их частота определяется весьма точно. По-видимому, в этих опытах наблюдалось, как предполагают авторы, некогерентное черенковское излучение сверхтепловых электронов.

В этих же опытах на IMP-6 на частотах  $\omega$ , больших плазменной частоты  $\omega_0$ , вплоть до значения  $f = \frac{\omega}{2\pi} \approx 20$  кГц

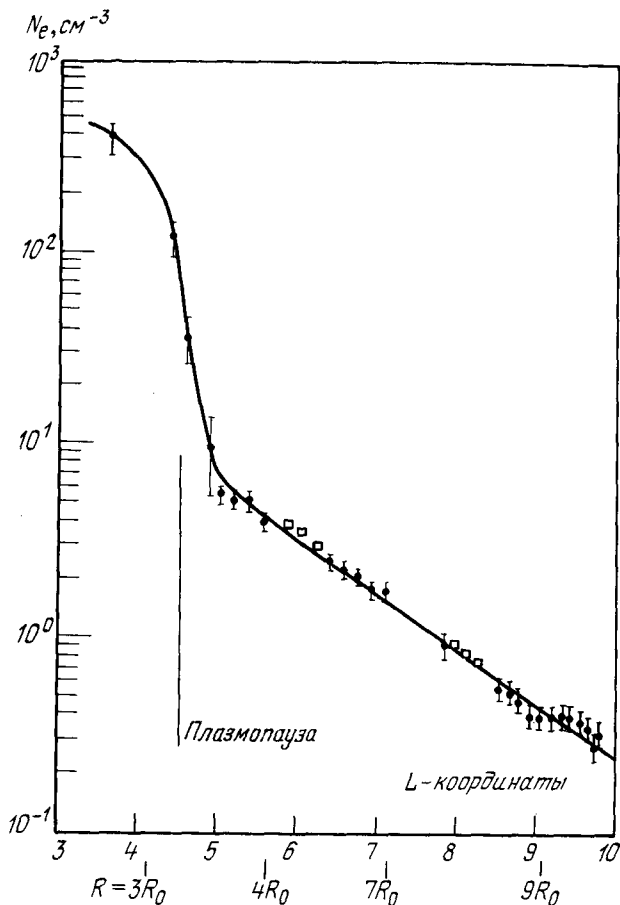


Рис. 88. Зависимость электронной концентрации  $N_e$  от радиального расстояния  $R$  от центра Земли, полученная по значениям резонансных частот  $\omega_0$  и  $\omega_U$  в опытах на ИСЗ «IMP-6».

были обнаружены также поперечные электромагнитные волны, удовлетворяющие хорошо соотношению  $H \approx cE$  (Gurnett, Shaw [187]). Эти волны обрезались сверху на максимальной частоте обрезания поперечных высоко-

частотных электромагнитных волн в плазме  $\omega_c$ , удовлетворяющей значению коэффициента преломления необыкновенной волны  $n_2(\omega_c) = 0$ , а именно при

$$\omega_c = \frac{\omega_0}{2} + \sqrt{\frac{\omega_H^2}{4} + \omega_0^2}.$$

При каждом пересечении ИСЗ IMP-6 области приземной плазмы между плазмопаузой и магнитопаузой наблюдались указанные поперечные ВЧ волны. На дневной стороне Земли это соответствовало расстояниям от центра Земли  $R \approx 4 \div 10 R_0$ , а на ночной стороне — расстояниям от  $R \approx 4R_0$  до  $R \approx 32R_0$  (апогея ИСЗ). Авторы полагают, что описываемые волны захвачены между плазмопаузой и магнитопаузой, так как отражаются от этих границ, поскольку вне этой области плазмы (снизу во внешней ионосфере, а сверху в переходной области — солнечном ветре) на указанных частотах  $n^2 < 0$ , так как электронная концентрация больше, чем между плазмопаузой и магнитопаузой.

Резонансное возбуждение продольных ленгмюровских волн в окрестности частоты  $\omega_0$ , описываемое дисперсионным уравнением (I.44), наблюдалось в различных опытах. Интересны соответствующие результаты, полученные в солнечном ветре на спутнике с гелиоцентрической орбитой «Пионер-8» (афелий  $\sim 1,09$  астр. ед., перигелий  $\sim 1,0$  астр. ед.) на расстояниях от Земли порядка  $10^6$  км. Запись этих волн на частоте 20 кГц показана на рис. 89 [117]. Авторы этой работы оценили длину волны этих плазменных колебаний и получили значения  $\Lambda \approx \approx 300 \div 500$  м! Факт возбуждения и трансформации (см. ниже) продольных волн в солнечном ветре кажется интересным и свидетельствует о сложных процессах, происходящих в этой области плазмы. Плотность энергии зарегистрированных волн по оценкам была порядка  $10^{-14} \div \div 10^{-15}$  эрг/см<sup>3</sup>. В то же время плотность энергии потоков частиц  $N$  ( $MV_0^2$ )  $\sim 10^{-9}$  эрг/см<sup>3</sup> и  $NkT_e \approx 10^{-10}$  эрг/см<sup>3</sup>. Таким образом, интенсивность ленгмюровских волн составляла лишь малую их долю.

В опытах на «OGO-5» уже в межпланетной среде на расстоянии от Земли порядка 100  $\div$  150 тысяч км (вблизи апогея спутника) были обнаружены в солнечном ветре



поперечные электромагнитные волны на частоте  $f = 70$  кГц. Эта частота лежала в интервале  $\omega_0 < \omega < \omega_U$ , т. е. была близка к ленгмюровской частоте электронов (Scarfi и др. [162]). Следует отметить, что эти наблюдения проводились в период сильной вспышки, когда концентрация  $N$

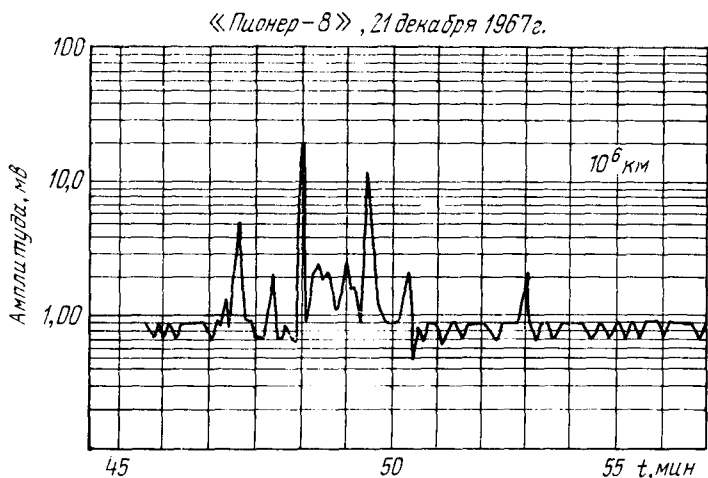


Рис. 89. Запись плазменных продольных волн на ленгмюровской частоте  $\omega_0$  электронов, зарегистрированных в солнечном ветре на расстоянии в миллион километров от Земли.

солнечного ветра превышала ее нормальное значение в  $8 \div 10$  раз. Обычно плазменная частота солнечного ветра составляет  $14 \div 30$  кГц. Одновременно регистрировались на «OGO-5» электрическая и магнитная составляющие поля и проводились зондовые измерения концентрации плазмы  $N$ . На рис. 90 приведены результаты измерений  $E$ ,  $H$  и  $N$ , полученные в одном опыте. На этом же рисунке нанесены значения электронной концентрации  $N$  ( $E$ ,  $H$ ), вычисленные из соотношения  $n = cE/H$ , связывающего электрическую и магнитную составляющие поперечных электромагнитных волн. Видно очень хорошее согласие между ними. В недавней работе [124] приводятся аналогичные данные определения  $N$  ( $E$ ,  $H$ ) во время сильной бури на частоте  $f = 70$  кГц, на которой на расстоянии от центра Земли  $R \approx 4,7 \cdot 10^3$  км регистрировались на

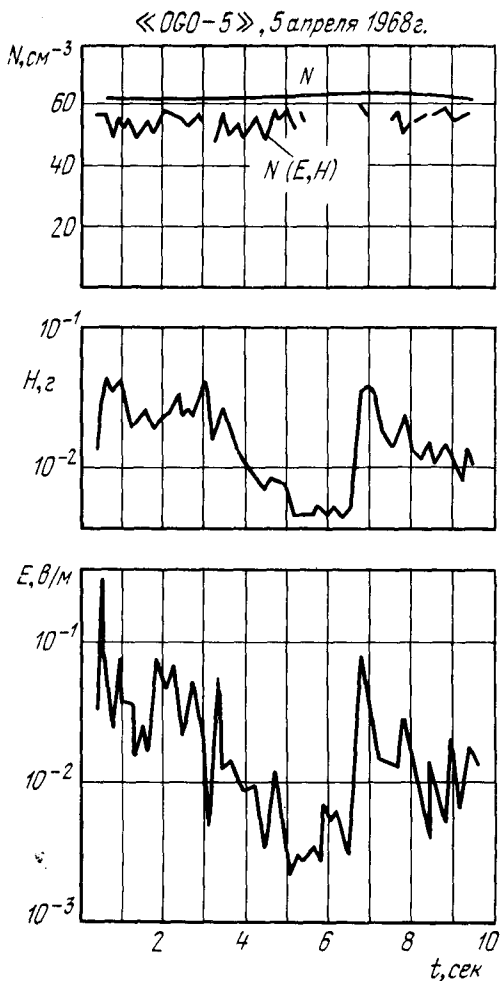


Рис. 90. Запись поперечных электромагнитных волн на частоте порядка ленгмюровской частоты электронов, зарегистрированных в солнечном ветре на расстояниях от Земли в 100—150 тысяч километров. На рисунке также приведены результаты определения электронной концентрации.

«ОГО-5» поперечные электромагнитные волны. Получились значения  $N \approx 63 \text{ см}^{-3}$  и  $N(E, H) \approx 61 \text{ см}^{-3}$ .

Таким образом, показанные выше данные свидетельствуют о том, что захваченные в солнечном ветре электромагнитные (поперечные  $\mathbf{k}_0 \perp \mathbf{E}, \mathbf{H}$ ) волны, по-видимому, являются результатом трансформации возбуждаемых в нем продольных резонансных ленгмюровских волн. Теоретическое объяснение конкретных механизмов возбуждения этих волн и их трансформации, несомненно, явится предметом дальнейших исследований, как и детальный теоретический анализ подобных весьма интересных экспериментальных данных.

### § 18. Плотности энергии различного типа волн

Из рассмотренных выше данных видно, что исследования волновых процессов в приземной и межпланетной плазме ведутся в последние годы широким фронтом, и информация об этих явлениях, имеющаяся в настоящее время в литературе, весьма обильна. Вместе с тем, отсутствие часто результатов одновременных измерений, например, концентраций заряженных частиц и других параметров плазмы, не позволяет определять достаточно точно потоки энергии  $W_E$  и  $W_H$  наблюдаемых волн, зависящих от коэффициента преломления, а именно, значения

$$W_E = \frac{c}{4\pi} n E^2 [\text{эрг/см}^2\text{сек}] \approx 2,66 \cdot 10^{-3} n E^2 [\text{вт/м}^2] \quad (\text{III.21})$$

и

$$W_H = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{n} E^2 [\text{эрг/см}^2\text{сек}] \approx \frac{2,4 \cdot 10^{-4}}{n} H^2 [\text{вт/м}^2], \quad (\text{III.22})$$

где напряженность электрического поля  $E$  выражена в вольтах на метр, а напряженность магнитного поля  $H$  — в гаммах. В общем, в различных условиях и на различных частотах напряженности электрического и магнитного поля изменяются в очень больших пределах:  $E \approx 10^{-4} \div 1 \text{ в/м}$  и  $H \approx 10^{-3} \div 1 \text{ г}$ . Известны, однако, случаи, когда  $E$  достигало десятков вольт на метр, а  $H$  — нескольких гамм. Для ориентации укажем здесь, что обычно  $W_E \approx 10^{-8} \div 10^{-11} \text{ вт/(м}^2 \cdot \text{гц)}$ .

Легко извлечь из результатов различных опытов данные о плотности энергии:

$$\begin{aligned} w_E &= E^2/8\pi, & w_E &= 4,4 \cdot 10^{-11} E^2 \text{ эрг/см}^3, \\ w_H &= H^2/8\pi, & w_H &= 4 \cdot 10^{-16} H^2 \text{ эрг/см}^3. \end{aligned} \quad (\text{III.23})$$

Мы приводим здесь краткие данные о  $w_E$  и  $w_H$ , наблюдаемые в различных опытах.

В диапазоне УНЧ волн плотность энергии поперечных волн на частотах  $10 < f < 500$  гц изменяется обычно в пределах:

$$w_{\perp} \approx 10^{-15} \div 10^{-18} \text{ эрг/см}^3. \quad (\text{III.24})$$

Значение  $w_{\perp}$  сильно увеличивается с уменьшением частоты и при  $f < 10$  гц

$$w_{\perp} \approx 10^{-11} \div 10^{-15} \text{ эрг/см}^3. \quad (\text{III.25})$$

Следует указать, что в переходной зоне между магнитосферой и межпланетной средой на УНЧ волнах на частоте  $f \lesssim 1$  гц  $\lesssim \frac{\Omega_H}{2\pi}$  были получены значения плотности энергии поперечных волн  $w_{\perp} \gtrsim 10^{-15}$  эрг/(см<sup>3</sup>·гц) (см. [185]). В межпланетной среде на УНЧ волнах при  $f \approx 3 \cdot 10^{-4} \div 0,5$  сек<sup>-1</sup>  $\lesssim \frac{\Omega_H}{2\pi}$  в других опытах плотность энергии уменьшалась с увеличением частоты примерно пропорционально  $f^{-3/2}$  и изменялась от  $w_{\perp} \gtrsim 2 \cdot 10^{-11}$  эрг/(см<sup>3</sup>·гц) до  $w_{\perp} \approx 4 \cdot 10^{-17}$  эрг/(см<sup>3</sup>·гц) (см. [186]).

Для СНЧ и НЧ волн получаются следующие данные:

$$w_{\perp} \approx 10^{-17} \div 10^{-20} \text{ эрг/см}^3, \quad (\text{III.26})$$

а для продольных волн —

$$w_{\parallel} \approx 10^{-13} \div 10^{-16} \text{ эрг/см}^3. \quad (\text{III.27})$$

В переходной зоне в диапазоне частот  $f \approx 3 \div 300$  гц, который здесь соответствует, в основном, диапазону СНЧ и НЧ волн, плотность энергии изменялась (см. [185]) с увеличением частоты пропорционально  $f^{-3}$  в пределах  $w_{\perp} \approx 10^{-16} \div 10^{-23}$  эрг/(см<sup>3</sup>·гц).

ВЧ волны имеют плотности энергии

$$w_{\parallel} \approx w_{\perp} \approx 10^{-14} \div 10^{-15} \text{ эрг/см}^3. \quad (\text{III.28})$$

Весьма слабой интенсивности как поперечные, так и продольные ВЧ волны выше плазменной частоты  $\omega_0$ , а именно в диапазоне частот  $f = \omega/2\pi \approx (5 \div 20)$  кгц, которые, по-видимому, постоянно существуют между плазмопаузой и магнитопаузой, наблюдались на ИСЗ IMP-6 (Gurnett, Shaw [187], Gurnett [186]). Интенсивность этих волн изменяется в различных условиях в небольших пределах; плотность их энергии не превышала в указанных опытах  $3 \cdot 10^{-23}$  эрг/(см<sup>3</sup>·гц).

В отдельных случаях, однако, наблюдается весьма интенсивное излучение, намного превышающее указанные в (III.24) — (III.28) пределы изменения плотности энергии. Такой случай был, например, отмечен в § 15, когда плотность энергии ионно-звуковых волн составляла  $7 \cdot 10^{-8}$  эрг/см<sup>3</sup> и была  $\sim NkT_e$ . К сожалению, не всегда удается определить значения  $w_{\parallel}$  и  $w_{\perp}$ , приведенные к одному герцу, так как в статьях отсутствуют данные об эффективной ширине полос  $\Delta f$  используемых приборов.

Общее краткое заключение, которое можно сделать здесь, сводится к тому, что интенсивность продольных волн обычно выше, часто на несколько порядков, интенсивности поперечных волн.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Силин В. П., Рухадзе А. А., Электромагнитные свойства плазменноподобных сред, Госатомиздат, 1961.
2. Stix T. H., The Theory of Plasma waves, Mc Graw Hill Book Company, N. Y., 1962.
3. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В., Ситенко А. Г., Степанов К. Н., Коллективные колебания плазмы, Атомиздат, 1964.
4. Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, «Наука», 1967.
- 4а. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А., Волны в магнитоактивной плазме, «Наука», 1970; Handbuch der Physik, 49/3.
5. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П., Искусственные спутники в разреженной плазме, «Наука», 1964; Space Physics with Artificial Satellites, Consultants Bureau, N. Y., 1965.
6. Ландау Л. Д., ЖЭТФ 16, 574 (1946).
7. Bernshtein I. V., Phys. Rev. 109, 10 (1958).
8. McKeown P., Rarefied Gas Dynamics, v. 2, Academic Press, 1962, p. 315.
9. Sharp G. W., Hanson W. B., McKibbin D. D., Missiles Space Company Symposium, COSPAR, 1963.
10. Трой В. Е., Медвед Д. В., Самир У., J. Astr. Sci. 18, 173 (1970).
11. Альперт Я. Л., Изв. АН СССР, сер. физ. 12, 241 (1948).
12. Al'pert Ya. L., Space Sci. Revs 6, 781 (1967).
13. Stogey L. R., Phil. Trans. Roy. Soc. A246, 113 (1953).
14. Альперт Я. Л., УФН 90, 405 (1966); Space Sci. Revs. 6, 419 (1967).
15. Альперт Я. Л., Распространение электромагнитных волн в ионосфера, «Наука», 1972; Consultants' Bureau, N. Y., 1973.
16. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П., УФН 79, 233 (1963); Space Sci. Revs 2, 680 (1963).
17. Альперт Я. Л., Геомагн. и аэронам. 5, 3 (1965); Space Sci. Revs 4, 373 (1965).
18. Гуревич А. В., Питаевский Л. П., Смирнова В. В., УФН 99, 3 (1969); Space Sci. Revs 9, 805 (1969).
19. Liu V. C., Space Sci. Revs 9, 423 (1969).
20. Brundin C. L. (Editor) «Rarefied Gas Dynamics», Academic Press, 1967.
21. Singer S. F. (Editor) «Interaction of Space Vehicles with an Ionized<sup>7</sup> Atmosphere», Pergamon Press, 1965.

22. Гуревич А. В., Тр. ИЗМИРАН, т. 17 (27), 1960, стр. 173. Сб. «ИСЗ», № 7, 1961, стр. 101.
23. Пятаевский Л. П., Геомагн. и аэроном. 1, 194 (1961).
24. Васильков В. В., ЖЭТФ 50, 1124 (1966).
25. Будько Н. И., ЖЭТФ 57, 687 (1969).
26. Дубовой А. П., ЖЭТФ 63, 951 (1972).
27. Москаленко А. М., Геомагн. и аэроном. 4, 1026 (1964); 11, 383 (1965).
28. Богащенко И. А., Гуревич А. В., Салимов Р. А., Эйдельман Ю. И., Препринт Института Ядерной Физики, ИЯФ 15—70, 1970; ЖЭТФ 59, 1540 (1970).
29. Sawchuk W., Rarefied Gas Dynamics, v. 2, Academic Press, 1963, p. 33.
30. Bowen R. L., Boyd L. F., Henderson C. L., Willmore A. P., Proc. Roy. Soc. A 281, 514 (1964).
31. Samir U., Willmore A. P., Planet. Space Sci. 13, 285 (1965).
32. Henderson C. L., Samir U., Planet. Space Sci. 15, 1499 (1967).
33. Clyden W. A., Hurdle C. V., Rarefied Gas Dynamics, Academic Press, 1967, p. 1717.
34. Barrett P. J., Phys. Rev. Letts 13, 742 (1964).
35. Samir U., Wrenn G. L., Planet. Space Sci. 17, 693 (1969).
36. Скворцов В. В., Носачев Л. В., Космич. иссл. 6, 228 (1968).
37. Будько Н. И., Канд. дисс., 1967.
38. Hall D. F., Kemp R. F., Sellen J. M., AIAA J. 2, 1032 (1964).
39. Москаленко А. М., Геомагн. и аэроном. 4, 261, 509 (1964).
40. Hester S. D., Sopin A. A., AIAA J. 8, 1090 (1970).
41. Liu V. C., Jew H., Rarefied Gas Dynamics, Academic Press, 1967, p. 1703.
42. Панченко Ю. М., Пятаевский Л. П., Геомагн. и аэроном. 4, 256 (1964).
43. Панченко Ю. М., Исследования космического пространства, «Наука», 1965, стр. 254.
44. Klaus L., Watson K., Phys. Fluids 1, 480 (1958).
45. Пятаевский Л. П., Кресин В. З., ЖЭТФ 40, 271 (1961).
46. Будько Н. И., Геомагн. и аэроном. 6, 1008 (1966).
47. Васильков В. В., Геомагн. и аэроном. 6, 1104 (1966).
48. Гуревич А. В., Геомагн. и аэроном. 4, 3 (1964).
49. Гуревич А. В., Геомагн. и аэроном. 3, 1021 (1963).
50. Москаленко А. М., Геомагн. и аэроном. 4, 30 (1964).
51. Князюк В. С., Москаленко А. М., Геомагн. и аэроном. 6, 997 (1966).
52. Москаленко А. М., ЖЭТФ 57, 1790 (1969); Геомагн. и аэроном. 10, 974 (1970).
53. Альперт Я. Л., УФН 71, 369 (1960).
54. Альперт Я. Л., Пятаевский Л. П., Геомагн. и аэроном. 1, 709 (1961).

55. Гуревич А. В., Пятаевский Л. П., Геомагн. и аэронавигация. 9, 847 (1966).
56. Васильков В. В., Геомагн. и аэронавигация. 9, 847 (1969).
57. Kraus J. D., Higgys R. C., Scherr D. J., Croner W. R., Nature, 185, 220 (1960).
58. Kraus J. D., Interaction of Space Vehicles with an Ionized Atmosphere, Ed. S. F. Singer, Pergamon Press, 1965.
59. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, 1959.
60. Пятаевский Л. П., Геомагн. и аэронавигация. 1, 194 (1961).
61. Васильков В. В., Космич. иссл. 7, 559 (1969).
62. Васильков В. В., Геомагн. и аэронавигация. 7, 426 (1969).
63. Васильков В. В., Кандидатская диссертация, 1969.
64. Helliwell R. A., VLF Observations, Report on IAGA, Moscow, 1971.
65. Будько Н. И., Геомагн. и аэронавигация. 9, 430 (1969).
66. Brice N. M., Smith R. L., J. Geophys. Res. 70, 71 (1965).
67. McEwen D. J., Barrington R. E., Canad. J. Phys. 45, 13 (1967).
68. Гуревич А. В., Геомагн. и аэронавигация. 4, 247 (1964).
69. Russell C. T., Holzer R. E., J. Geophys. Res. 74, 755 (1969).
70. Benioff H., J. Geophys. Res. 65, 1413 (1960).
71. Troitskaya V. A., J. Geophys. Res. 66, 5 (1961).
72. Saito T., Sci. Rep. Tokyo Univ. 5 (14), 81 (1962).
73. Tepley L. R., J. Geophys. Res. 66, 1651 (1961).
74. Tepley L. R., Wentworth R. C., J. Geophys. Res. 67, 3312 (1962).
75. Gendrin R., Stefant R., Compt. Rend. 255, 752 (1962).
76. Mainstone J. S., McNicol R. W., Proc. Ionosph. Conf., Physical Society, London, 1962, p. 163.
77. Jacobs J. A., Watanabe T., Plan. Space Sci. 11, 869 (1963).
78. Campbell H. W., Stilner O., Radio Sci. J. Res. N. B. S., 69D, 1089 (1965).
79. Kenney J. F., Knafich H. B., Boeing Sci. Res. Lab., Geo-Astrophys. Laboratory Review, 1968, p. 62.
80. Liemohn H. B., Boeing Sci. Res. Lab., Document DI-82-0890, 1969.
81. Kenney J. F., Knafich H. B., Liemohn H. B., Boeing Sci. Res. Lab., Document DI-82-0694, 1968.
82. Higuchi Y., Jacobs J. A., J. Geophys. Res. 75, 7105 (1970).
83. Obayashi T., J. Geophys. Res. 70, 1069 (1965).
84. Hultqvist B., Space Sci. Rev. 5, 599 (1966).
85. Liemohn H. B., Boeing Sci. Res. Lab., Document DI-82-1043, 1971.
86. Pope J. H., J. Geophys. Res. 69, 399 (1964).
87. Tartaglia N. A., Irregular Geomagnetic Micropulsations Associated with Geomagnetic Bays in the Auroral Zone, University of Pittsburg, 1970.



88. Smith<sup>\*</sup> R. L., Brice N. M., Katsufraakis J., Gurnett D. A., Shawhan S. D., Belrose T. S., Barrington R. E., *Nature*, **204**, 274 (1964).
89. Helliwell R. A., *Whistlers and Related Phenomena*, Stanford University Press, Stanford, Calif., 1965.
90. Gendrin R., *Handbuch der Physik*, Band 49/3, S. 461.
91. Gurnett D. A., Brice N. M., *J. Geophys. Res.* **71**, 3639 (1966).
92. Barrington R. E., Belrose J. S., Mather W. E., *Nature* **210**, 80 (1966).
93. Gurnett D. A., Rodriguez P., *J. Geophys. Res.* **75**, 1342 (1970).
94. Gurnett D. A., Shawhan S. D., Brice N. M., Smith R. L., *J. Geophys. Res.* **70**, 1665 (1965).
95. Shawhan S. D., *J. Geophys. Res.* **71**, 29 (1966).
96. Shawhan S. D., Gurnett D. A., *J. Geophys. Res.* **71**, 47 (1966).
97. Gurnett D. A., Shawhan S. D., *J. Geophys. Res.* **71**, 741 (1966).
98. Gurnett D. A., Brice N. M., *J. Geophys. Res.* **71**, 3639 (1966).
99. Lucas C., Brice N., *J. Geophys. Res.* **76**, 92 (1971).
100. Taylor W. W., Gurnett D. A., *J. Geophys. Res.* **73**, 5615 (1968).
101. Gurnett D. A., Burns T. B., *J. Geophys. Res.* **73**, 7437 (1968).
102. Mosier S. R., Gurnett D. A., *J. Geophys. Res.* **74**, 5675 (1969).
103. Mosier S. R., *J. Geophys. Res.* **76**, 1713 (1971). The University of Iowa, Document U. of Iowa, 70 : 2, 1970.
104. Gurnett D. A., Mosier S. R., Anderson R. R., *J. Geophys. Res.* **76**, 3022 (1971).
105. Muzzio J. L., *J. Geophys. Res.* **73**, 7526 (1968).
106. Rodriguez P., Gurnett D. A., *J. Geophys. Res.* **76**, 960 (1971).
107. Gurnett D. A., O'Brien B. J., *J. Geophys. Res.* **69**, 65 (1964).
108. Gurnett D. A., Pfeiffer G. W., Anderson R. R., Mosier S. R., Kaufman D. P., *J. Geophys. Res.* **74**, 4631 (1969).
109. Mosier S. R., Gurnett D. A., *Nature* **223**, N 5206, 605 (1969).
110. Gurnett D. A., Mosier S. R., *J. Geophys. Res.* **74**, 3979 (1969).
111. Stefant R. J., *J. Geophys. Res.* **75**, 7182 (1970).
112. Guthart H., Crystal T. L., Ficklin B. P., Blair W. E., Young T. J., *J. Geophys. Res.* **73**, 3592 (1968).
113. Rostoker N., *Nuclear Fusion* **1**, 101 (1961).
114. Scarf E. L., Crook G. M., Fredericks R. W., *J. Geophys. Res.* **70**, 3045 (1965).

115. Scarf F. L., Fredericks R. W., Crook G. M., J. Geophys. Res., 73, 1723 (1968).
116. Shawhan S. D., Gurnett D. A., J. Geophys. Res. 73, 5649 (1968).
117. Scarf F. L., Crook G. M., Green I. M., Virobik P. F., J. Geophys. Res. 73, 6665 (1968).
118. Barrington R. E., Belrose J. S., Nature 198, 651 (1963).
119. Barrington R. E., Belrose J. S., Keeley D. A., J. Geophys. Res. 68, 6539 (1963).
120. Barrington R. E., Belrose J. S., Nelms C. L., J. Geophys. Res. 70, 1647 (1965).
121. Brice N. M., Smith R. L., J. Geophys. Res. 70, 71 (1965).
122. Laaspere T., Morgan M. G., Johnson W. C., J. Geophys. Res. 74, 141 (1969).
123. Laaspere T., Taylor H. A., J. Geophys. Res. 75, 97 (1970).
124. Scarf E. L., Fredericks R. W., Smith E. J., Frandsen A. M., Serbu G. P., Space Science Department, California, Document 05402-6031-RO-00, August 1971.
125. Gurnett D. A., Frank L. A., University of Iowa, Document U. of Iowa 71 : 19, May 1971.
126. Mosier S. R., Gurnett D. A., University of Iowa, Document U. of Iowa 71: 21, June 1971.
127. Barrington R. E., Belrose J. S., Nature 198, 651 (1963).
128. Carpenter D. L., Dunckel N., Walcup J. F., J. Geophys. Res., 69, 5009 (1964).
129. Hines C. O., J. Atmosph. Terr. Phys. 11, 36 (1957).
130. Smith R. L., J. Geophys. Res. 69, 5019 (1964).
131. Kimura I., Radio Science (New Series), 1, 269 (1966).
132. Thorne R. M., Kennell C. F., J. Geophys. Res. 72, 857 (1967).
133. Carpenter D. L., Dunckel N. J. Geophys. Res. 70, 3781 (1965).
134. Kimura I., Smith R. L., Brice N. M., J. Geophys. Res. 70, 5961 (1965).
135. Smith R. L., Angerami J. J., J. Geophys. Res. 73, 1 (1968).
136. Hoffman W. C., J. Atmosph. Terr. Phys. 18, 1 (1960).
137. Thorne R. M., J. Geophys. Res. 73, 4895 (1968).
138. Carpenter D. L., Geophys. Res. 68, 1675 (1963).
139. Carpenter D. L., J. Geophys. Res. 71, 693 (1966).
140. Angerami J. J., Carpenter D. L., J. Geophys. Res. 71, 711 (1966).
141. Carpenter D. L., Park C. G., Taylor H. A., Brinton N. C., J. Geophys. Res. 74, 1837 (1969).
142. Carpenter D. L., J. Geophys. Res. 73, 2919 (1968).
143. Smith R. L., Helliwell R. A., Yabroff I. W., J. Geophys. Res., 65, 815 (1960).
144. Smith R. L., J. Geophys. Res. 66, 3699 (1961).
145. Angerami J. J., J. Geophys. Res. 75, 6115 (1970).

146. Burtis W. J., Helliwell R. A., J. Geophys. Res. 74, 3002 (1969).
147. Dunckel N., Helliwell R. A., J. Geophys. Res. 74, 6371 (1969).
148. Dunckel N., Ficklin B., Rorden R., Helliwell R. A., J. Geophys. Res. 75, 1854 (1970).
149. Kennell C. F., Petschek H. E., J. Geophys. Res. 71, 1 (1966).
150. Coroniti F. V., Fredericks R. W., Kennell C. F., Scarf F. L., J. Geophys. Res. 76, 2366 (1971).
151. Proc. IEE 57, № 6 (1969).
152. Calvert W., McAfee J. R., Proc. IEE 57, 1089 (1969).
153. Lockwood C. E., Canad. J. Phys. 43, 291 (1965).
154. Nelms G. L., Lockwood G. E., Space Res. 7, 604 (1966).
155. Oya H., J. Geophys. Res. 75, 4279 (1970).
156. Warren E. S., Hagg E. L., Nature 22, 1968 (1968).
157. Dougherty J. P., Monaghan J. J., Proc. Roy. Soc. A289, 214 (1965).
158. Fejer J. A., Calvert W., J. Geophys. Res. 69, 5049 (1964).
159. Crawford F. W., Harp R. S., Mantei T. D., J. Geophys. Res., 72, 57 (1967).
160. Kennell C. F., Scarf F. L., Fredericks R. W., McGehee J. H., Coroniti F. V., J. Geophys. Res. 75, 6136 (1970).
161. Scarf F. L., Fredericks R. W., Space Science Department California, Document 05402-6030-RO-00, August 1971.
162. Scarf F. L., Fredericks R. W., Green I. M., Neugebauer M., J. Geophys. Res. 75, 3735 (1970).
163. Siscoe G. L., Scarf F. L., Green I. M., Binsack J. H., Bridge H. S., J. Geophys. Res. 76, 828 (1971).
164. Scarf F. L., Fredericks R. W., Green I. M., J. Geophys. Res. Space Science Laboratories, California, Report N 17706-6002-RO-00, March, 1971.
165. Samir U., Israel Inst. Technology 10, 179 (1972).
166. Samir U., Wrenn G. L., Plan. Space Sci. 20, 899 (1972).
167. Smith E. J., Holzer R. E., Russell C. T., J. Geophys., 74, 3027 (1969).
168. Gurnett D. A., Frank L. A., J. Geophys. Res. 77, 3411 (1972).
169. Гуревич А. В., Салимов Р. А., Бучельникова И. С., Теплофизика высоких температур 7, 852 (1969).
170. Астрелин В. Т., Богащенко И. А., Бучельникова И. С. и Эйдельман Ю. И., Препринты ИЯФ 41-71, 1971; ИЯФ 9-72, 1972; ИЯФ 13-72, 1972; ЖТФ 42, 1715 (1972).
171. Schmitt J. T. M., Laboratoire des Physique des Milieux Ionise, Ecole Polytechnique, Paris France, 1972.
172. Саясов Ю. С., Жижимов Л. А., Радиотехника и электроника 8, 499 (1963).
173. Смирнова В. В., Геомагн. и аэронаом. 7, 33 (1967).
174. Смирнова В. В., ЖТФ 39, 49 (1969).

175. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Пятаевский Л. П., ЖЭТФ 63, 516 (1972).
176. Shaw R. R., Gurnett D. A., University of Iowa, Document U. of Iowa, 72 : 37, December 1972.
177. Helliwell R. A., J. Geophys. Res. 68, 5387 (1963).
178. Helliwell R. A., Katsufakis J., Trimpf M., Brice N., J. Geophys. Res. 69, 2391 (1964).
179. Helliwell R. A., Katsufakis J., Kimura J., Paper presented at IRE URSI Symposium April, 1965.
180. Kimura I., J. Geophys. Res. 73, 445 (1968).
181. Helliwell R. A., J. Geophys. Res. 72, 4773 (1967).
182. Kimura I., Planet. Space Sci. 15, 1462 (1967).
183. Matsumoto H., Theoretical studies on whistler mode wave-particle interactions in the magnetospheric plasma, December 1972, Kyoto University; Japan.
184. Coleman P. J., J. Geophys. Res. 69, 3051 (1964).
185. Smith E. J., Holzer R. E., McLeod M. G., Russell C. T., J. Geophys. Res. 72, 4803 (1967).
186. Siscoe G. L., Davies L., Coleman P. J., Smit E. J., Jones D. E., J. Geophys. Res. 72, 1 (1967); 73, 61 (1968).
187. Gurnett D. A., Shaw R. R., The University of Iowa, U. of Iowa 73-13, May, 1973.
188. Alpert Ya. L., Space Sci Rev. 4, 374 (1965).
189. Whipple E. C., NASA Report, X-615-62-296, June, 1965.
190. Троицкая В. А., Гудельми А. В., УФН 97, 453 (1968) Ann. Geophys. 26, 983 (1970).
191. Гудельми А. В., Троицкая В. А., Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы, «Наука», 1973.

Яков Львович Альперт  
ВОЛНЫ  
И ИСКУССТВЕННЫЕ ТЕЛА  
В ПРИЗЕМНОЙ ПЛАЗМЕ

М. 1974 г., 216 стр. с илл.

Редактор *Д. А. Миртова*  
Техн. редактор *С. Я. Шкляр*  
Корректоры *О. А. Сегал* и *Е. Я. Строева*

Сдано в набор 19/XI 1973 г.  
Подписано к печати 6/III 1974 г.  
Бумага 84×108<sup>1/2</sup>. Физ. печ. л. 6,75.  
Условн. печ. л. 11,34. Уч.-изд. л. 10,63.  
Тираж 3000 экз. Т-20802. Цена книги 90 коп.  
Заказ № 3271

Издательство «Наука»  
Главная редакция  
физико-математической литературы  
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

2-я типография издательства «Наука».  
Москва, Шубинский пер., 10

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ  
ЛИТЕРАТУРЫ

117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

ГОТОВЯТСЯ К ПЕЧАТИ:

Гинзбург В. Л., О физике и астрофизике (Какие вопросы представляются сейчас особенно важными и интересными), 7 л.

Дорман Л. И., Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей, 25 л.

Лукьянов С. Ю., Горячая плазма и управляемый синтез, 20 л.

Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 12 л. (Серия «Современные проблемы физики».)

Соколов А. А., Тернов И. М., Релятивистский электрон, 25 л.

Электродинамика плазмы, под ред. А. И. Ахиезера, 45 л.

Предварительные заказы на печатающиеся книги принимаются без ограничения всеми магазинами Книготорга и Академкниги.

Цена 90 к.

14  
25622