

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ЗЕМНОГО МАГНЕТИЗМА, ИОНОСФЕРЫ
И РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

Б.Е.БРЮНЕЛЛИ
А.А.НАМГАЛАДЗЕ

ФИЗИКА ИОНОСФЕРЫ

Ответственные редакторы:
доктор физико-математических наук
Г. С. ИВАНОВ-ХОЛОДНЫЙ,
доктор физико-математических наук
М. И. ПУДОВКИН



МОСКВА «НАУКА» 1988

УДК 550.388.2+551.510.535+551.510.537

Физика ионосферы/Б. Е. Брюнелли, А. А. Намгаладзе.— М.: Наука, 1988.— 528 с.
ISBN 5-02-000716-1

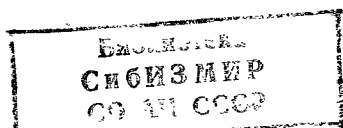
В монографии систематически изложены основы физики ионосферы как многокомпонентной плазменной среды. Обобщены результаты наблюдений и теоретических исследований по физике ионосферы, выполненных за последние 15 лет. Особое внимание уделено новым методам исследований ионосферы — методу некогерентного рассеяния радиоволн и методу численного моделирования ионосферы — и полученным с помощью этих методов результатам. Описаны факторы, воздействующие на ионосферу: солнечное излучение, геомагнитное поле, процессы в магнитосфере. Рассмотрены процессы в нейтральной атмосфере, образование ионосферы и вертикальное распределение ионосферных параметров. Описаны регулярные вариации ионосферных параметров в различных широтных зонах, а также ионосферные возмущения, связанные с проявлениями солнечной и геомагнитной активности; обсуждаются физические механизмы формирования спокойных и возмущенных вариаций в ионосфере.

Книга предназначена для исследователей, работающих в области физики ионосферы и смежных областях науки (физика верхней атмосферы, физика магнитосферы, распространение радиоволн), а также для студентов и аспирантов соответствующих специальностей.
Табл. 13. Ил. 110. Библиогр.: 652 назв.

Рецензенты

Н. П. БЕНЬКОВА, Ю. К. КАЛИНИН, А. В. МИХАЙЛОВ

23500



1903040000-253
Б 042(02)-88 166-88-III

© Издательство «Наука», 1988

ISBN 5-02-000716-1

ОТ РЕДАКТОРА

Физика ионосферы составляет часть физики космического пространства. Это сравнительно молодая отрасль науки, быстро развивающаяся благодаря усилиям многих коллективов исследователей в различных странах. Из-за широкого внедрения новых методов наблюдений за состоянием ионосферы происходит непрерывное накопление разнообразной информации об ионосферных явлениях и рождаются новые физические идеи, касающиеся сути этих явлений. Это определяет важность издания обобщающих работ по физике ионосферы.

Особенностью книги, предлагаемой вниманию читателя, является прежде всего широта охваченных ею вопросов. В большинстве ранее написанных монографий основное внимание уделялось среднеширотной ионосфере и наиболее важным для нее локальным ионизационно-рекомбинационным и диффузионным процессам, определяющим вертикальное распределение заряженных частиц. Развитие ионосферных исследований позволило авторам шире осветить проблему и включить в рассмотрение такие существенные для физики ионосферы процессы, как влияние электрических полей и термосферных ветров на движение и пространственное распределение в планетарном масштабе ионизированной компоненты атмосферы, генерация и распространение внутренних гравитационных волн и их воздействие на ионосферу, термосферная циркуляция и связанные с ней изменения состава атмосферы и др.

В книге последовательно проводится мысль о том, что ионосфера представляет собой не изолированное образование, а является составной, причем весьма активной частью обширной системы — плазменной оболочки Земли, включающей в себя, помимо собственно ионосферы, также плазму и магнитосферу Земли, физические процессы в кото-

рых связаны самым тесным образом. Авторы подробно описывают различные механизмы воздействия магнитосферы, а через магнитосферу и солнечного ветра на ионосферу и указывают возможные каналы воздействия ионосферы на процессы в магнитосфере. Особенно тесное взаимодействие процессов в ионосфере и магнитосфере Земли осуществляется в высоких широтах. К сожалению, именно материал, посвященный высокоширотной ионосфере, изложен наименее детально. Хочется надеяться, что авторы восполнят этот недостаток, дополнительно подготовив к печати монографию по физике полярной ионосферы.

Поскольку основные закономерности поведения замагниченной разреженной плазмы солнечного ветра и магнитосферы существенно отличаются от закономерностей характерного для ионосферы слабоионизованного газа, находящегося при более низкой температуре, то представляется оправданным включение в монографию как вопросов физики плазмы, так и вопросов физики Солнца, касающихся не только коротковолнового ионизирующего излучения, но и солнечной активности, формирования солнечного ветра и корпускулярных потоков.

В монографии рассматриваются и различные методы исследований ионосферы. В их число включены как современные средства экспериментальных исследований — наземные когерентные и некогерентные радары, спутниковые методы, так и метод математического моделирования, который рассматривается как средство, позволяющее на основе физических законов, сформулированных в виде соответствующих уравнений для ионосферной плазмы, получить ценную дополнительную информацию о процессах в ионосфере и ее структуре. В связи с внедрением современных вычислительных средств в практику ионосферных исследований метод математического моделирования ионосферы в последние годы бурно развивается, и авторы широко привлекают полученные этим методом результаты для интерпретации данных наблюдений.

В качестве достоинства монографии следует отметить и то, что, приводя большое количество данных наблюдений и результатов численных расчетов, авторы не ограничиваются их описанием, но пытаются вскрыть физические механизмы, приводящие к наблюдаемой структуре и явлениям. Это

весьма существенно, так как понимание характера процессов, лежащих в основе изучаемых явлений, способствует творческому овладению найденными закономерностями и повышает тем самым практическую ценность знаний.

Авторы монографии в течение многих лет совмещали исследовательскую работу в различных областях физики ионосферы и магнитосферы с чтением курсов лекций по аэронауке и физике ионосферы в Ленинградском и Калининградском университетах. Накопленный при этом педагогический опыт позволил им добиться простоты и ясности изложения, делающей книгу полезной не только для лиц, владеющих специальностью, но и для тех, кто лишь приступает к ее изучению.

Г. С. Иванов-Холодный, М. И. Пудовкин

ПРЕДИСЛОВИЕ

Под ионосферой понимают часть атмосферы Земли, расположенную выше примерно 50 км от земной поверхности, в которой количество ионизованных частиц достаточно велико, чтобы оказывать заметное влияние на распространение радиоволн. Исследование ионосферы — одна из актуальных задач науки, связанная с решением как фундаментальных вопросов физики космической плазмы, так и прикладных, касающихся распространения радиоволн различных диапазонов. Число исследователей, геофизиков и радиофизиков, а также специалистов по физике плазмы, интересующихся этими вопросами, достаточно велико. Подавляющее большинство обобщающих монографий по вопросам физики ионосферы издано более чем 15 лет тому назад и не отражает поэтому современного уровня знаний. Монографии последних лет освещают лишь отдельные, частные вопросы и предназначены для сравнительно узкого круга специалистов.

Научно-технический прогресс между тем привел к существенным достижениям по целому ряду направлений исследований ионосферы. В дополнение к преобладавшему ранее методу наблюдений за состоянием ионосферы — методу наземного вертикального зондирования — в практику вошли методы спутниковых исследований и высокоинформативный метод некогерентного (томсоновского) рассеяния радиоволн, с помощью которых получены существенно новые экспериментальные данные. Исследование распространения радиоволн ранее сводилось в основном к изучению отражения дециметровых радиосигналов от ионосферы. Рассмотрение рассеяния более коротких волн, используемых в методе некогерентного рассеяния, требует привлечения механизмов образования и распространения в ионосфере электростатических волн и рассеяния ими радиосигналов. В качестве нового и эффективного метода теоретического исследования ионосферных процессов выдвинулся метод математического моделирования, что явилось следствием бурного развития в последние годы вычислительной техники и численных методов решения газодинамических уравнений.

Значительный прогресс достигнут в исследованиях субавроуральной и высокоширотной ионосферы, а также ионосферных возмущений. Установлена важность связи поведения ионосферы с динамикой нейтральной атмосферы, ее циркуляцией, на которую, в свою очередь, значительное влияние оказывает движение

заряженных частиц. Выявлена большая, в ряде случаев решающая роль горизонтального переноса ионосферной плазмы и соответственно роль электрических полей магнитосферного происхождения. Установлено, что нейтральная атмосфера—ионосфера—магнитосфера при исследовании ионосферных процессов должны рассматриваться как единый комплекс, подвергающийся воздействию волнового и корпускулярного излучений Солнца. Материал для изучения указанных выше процессов получен или существенно дополнен и пересмотрен в последние годы, и мы старались отразить его в настоящей книге.

Мы стремились придать книге универсальный характер с тем, чтобы она оказалась полезной широкому кругу специалистов, работающих в области физики ионосферы и смежных областях науки (физика верхней атмосферы, физика магнитосферы, распространение радиоволн), включая студентов и аспирантов по специальностям геофизика и радиофизика. Тем не менее ограниченный объем книги и научные интересы авторов не позволили одинаково подробно охватить все вопросы физики ионосферы, некоторые из них оказались вовсе не затронутыми. Это относится, в частности, к проблемам F -рассеяния и анизотропии плазменных температур, с которыми читатель может ознакомиться по сравнительно недавно вышедшим книгам [45, 190].

Настоящая книга состоит из восьми глав. Глава 1 вводная. В ней излагаются основные представления физики плазмы о поведении частично ионизированного газа в магнитном поле и элементы теории распространения радиоволн в ионосфере, необходимые для изучения радиофизических методов исследований ионосферы. Эти методы описаны в главе 2, где наибольшее внимание уделено самому информативному из них — методу некогерентного рассеяния радиоволн. Глава 3 посвящена математическому моделированию как методу исследования ионосферы. В ней приведены уравнения, описывающие основные физические законы поведения многокомпонентной ионосферной плазмы, системы координат, начальные и граничные условия, используемые в ионосферном моделировании, методы решения моделирующих уравнений.

В главе 4 рассматриваются солнечное волновое и корпускулярное излучения и геомагнитное поле как внешние факторы, воздействующие на ионосферу. Описана структура магнитосферы и распределение частиц в ней, рассмотрены генерация магнитосферных электрических полей и токов, магнитосферных возмущений, роль магнитосферно-ионосферного взаимодействия. Глава 5 посвящена нейтральной атмосфере и процессам в ней: диссоциации, диффузии, среднемассовым движениям различных масштабов (акустико-гравитационные волны, приливы, планетарные волны, термосферная циркуляция), тепловому балансу нейтрального газа, воздействию заряженных компонент на нейтральный газ в процессах обмена импульсом и энергией.

Глава 6 центральная в книге. В ней рассматриваются процессы в ионосфере, определяющие высотный ход ионосферных пара-

метров: фотоионизация и ионизация энергичными частицами, химические реакции, процессы переноса (амбиполярная диффузия, ветровое увлечение, электромагнитный дрейф, движения в неполностью замагниченной плазме), тепловой баланс электронов и ионов.

В главе 7 представлены сведения о регулярных вариациях параметров D -, E -, F -областей и внешней ионосферы (суточных, сезонных, полугодовых, годовых и солнечно-циклических) в различных широтных зонах — в среднеширотной, низкоширотной, субавроральной и высокоширотной; обсуждаются физические механизмы формирования этих вариаций; особое внимание уделено физике главного ионосферного провала и его связи с провалом легких ионов и с плазмопаузой.

Глава 8 заключительная, она посвящена ионосферным возмущениям, связанным с проявлениями солнечной и магнитной активности. Рассматриваются ионосферные эффекты усиления солнечного ионизирующего излучения, высыпаний энергичных частиц из магнитосферы, усиления магнитосферных электрических полей и кольцевого тока, термосферных возмущений.

В соответствии со сложившейся в геофизике практикой, мы использовали в книге преимущественно систему единиц СГС, исключая случаи, когда общепринятыми являются другие единицы (например, м/с как единица измерения скорости газа, мВ/м как единица измерения электрического поля и т. д.).

Стремясь к широкому охвату материала, мы тем не менее не смогли отразить в полной мере или одинаково подробно библиографию работ по всем затронутым вопросам. Мы отдавали предпочтение более доступным для советского читателя источникам. Чтобы сократить список цитируемой литературы, и так достаточно обширный, мы в ряде случаев были вынуждены отказаться от цитирования первоисточников (например, при указании значений констант химических реакций), отсылая читателей к обзорам, где имеются соответствующие сведения. Вопросы приоритетов и истории развития идей, касающихся физики ионосферы, затронуты лишь поверхностно; их рассмотрение не входило в задачу этой книги.

Авторы считают своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность С. В. Зимаревой и Л. М. Колтуненко за оформление рукописи.

ИОНОСФЕРА КАК СРЕДА РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

В конце прошлого века было высказано предположение, что наблюдаемые вариации геомагнитного поля, в частности суточные, следует объяснять магнитным полем электрических токов, возникающих в верхних слоях атмосферы. Предполагалось при этом, что поскольку плотность земной атмосферы, а вместе с ней и частота столкновений частиц быстро убывают с высотой, то начиная с какой-то высоты потери заряженных частиц, образуемых при ионизации атмосферы солнечным излучением, становятся малыми. Их накопление должно придать верхней атмосфере характер проводника. В начале текущего столетия была установлена возможность дальней радиосвязи на коротких волнах. Она была объяснена способностью коротких радиоволн отражаться от ионизированных слоев верхней атмосферы, названных впоследствии ионосферой. Предположение о существовании ионосферы как плазменной оболочки Земли тем самым получило экспериментальное подтверждение. Практическая важность вопроса стимулировала интенсивное изучение ионосферы, прежде всего как среды распространения радиоволн.

Характер распространения радиоволн определяется пространственным распределением показателя преломления. Его вещественная часть, определяющая скорость распространения радиоволн, а следовательно, и условия их преломления и отражения, зависит только от концентрации электронов. Мнимая часть, определяющая поглощение, зависит еще и от частоты соударений электронов, которая, в свою очередь, зависит от температуры электронов и от концентраций частиц других сортов (нейтральных, ионов). Для решения задачи о распространении радиоволн требуется, таким образом, знание характера пространственного распределения концентраций и температур заряженных и нейтральных частиц в ионосфере. Получить это распределение только из измерений невозможно, поскольку высотные профили концентрации и температуры, как показал опыт, существенно меняются как с течением суток, так и с долготой и широтой, зависят от сезона, а также от солнечной и магнитной активности. Для получения достаточно полной информации об ионосфере потребовалось бы слишком большое количество измерительных средств,

равномерно распределенных по планете. Целесообразно поэтому измерения дополнить математически сформулированными закономерностями формирования ионосферы, описывающими процессы возникновения, переноса и гибели заряженных и нейтральных частиц. Эти процессы детально рассматриваются в последующих главах (3—6) применительно к конкретным условиям ионосферы Земли.

В настоящей главе описываются наиболее существенные для дальнейшего общие особенности поведения ионизированного газа (плазмы), находящегося в магнитном поле, и распространения радиоволн в этом газе. Анализируется движение отдельной заряженной частицы, изучаются дрейфы под влиянием электрического поля и неоднородности магнитного, а также в полях, меняющихся по времени. Раскрывается связь движения вдоль неоднородного магнитного поля с поперечным движением. Выводы из такого «одночастичного» рассмотрения применимы к разреженной плазме, в которой взаимодействием между частицами можно пренебречь.

Поведение достаточно плотного газа управляется законами, сформулированными в виде уравнений гидродинамики. Для ионизированного газа они усложняются необходимостью учета электродинамических эффектов, возникающих при переносе движущимся газом зарядов, и созданием при этом токов и вторичных полей, т. е. необходимостью одновременного решения уравнений гидродинамики и электродинамики. Важнейшим условием, накладываемым на плазму, является условие квазинейтральности. Анализ возможностей его нарушения приводит к установлению характерных для плазмы пространственного и временного масштабов, определяемых радиусом Дебая и плазменной частотой. Гидродинамический подход позволяет изучать распространение в плазме электромагнитных волн и волн сжатия — электростатических волн. Наличие в плазме частиц различных сортов приводит к необходимости учитывать взаимодействие нескольких проникающих друг в друга жидкостей или газов. В простейшем случае это будут электронный, ионный и нейтральный газы. Взаимодействие между частицами, позволяющее считать плазму сплошной средой, осуществляется посредством передачи импульса и энергии при соударениях частиц. Предполагается при этом, что частота соударений велика, а длина свободного пробега частиц мала по сравнению с другими характерными размерами решаемой задачи.

Выполнимость последнего условия не очевидна, более того, в верхней части ионосферы и в магнитосфере оно не выполняется, частота соударений оказывается малой по сравнению с другими характерными частотами, и плазму поэтому можно считать бесстолкновительной. Взаимодействие между частицами тем не менее имеет место, оно осуществляется посредством электромагнитных и электростатических волн. При исследовании процессов в бесстолкновительной плазме требуется заменить гидродинамический подход более сложным — кинетическим, дающим возможность анализировать характер взаимодействия волн с частицами и

обмена энергии между ними. Этот обмен может привести к упорядочиванию волнового движения отдельных частиц, к возникновению коллективных процессов, неустойчивостей в плазме, сопровождающихся передачей частицами своей энергии волне, к усилению волн или к обратному процессу — передаче энергии волны частицам, возникновению специфического для плазмы затухания волн — диссипации энергии без участия столкновений.

Рассмотрение указанных аспектов поведения плазмы в магнитном поле, равно как и основных соотношений, определяющих распространение радиоволн в ионосфере, и составляет содержание последующих параграфов данной главы.

1.1. Движение заряженной частицы в магнитном поле

1.1.1. Сила Лоренца, гиоррадиус, гиорчастота

На частицу сорта α с зарядом e_α , движущуюся со скоростью $\mathbf{v}_\alpha$ в магнитном поле $\mathbf{B}$, действует сила Лоренца

$$\mathbf{F}_{\text{Л}\alpha} = (e_\alpha/c)\mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}, \quad (1.1)$$

перпендикулярная к векторам $\mathbf{v}_\alpha$ и $\mathbf{B}$. В однородном магнитном поле эта сила не влияет на продольную компоненту скорости, но меняет направление компоненты, лежащей в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, сохраняя неизменной ее величину. Рассматривая силу (1.1) как центростремительную, находим, что она определяет движение по окружности радиуса

$$R_\alpha = m_\alpha v_{\perp\alpha} c / e_\alpha B \quad (1.2)$$

с угловой скоростью

$$\Omega_\alpha = -(e_\alpha/m_\alpha c)B, \quad (1.3)$$

где m_α — масса частицы; $v_{\perp\alpha}$ — составляющая $\mathbf{v}_\alpha$, перпендикулярная $\mathbf{B}$.

Выражение (1.3) приведено в векторной форме, означающей, что для положительно заряженной частицы ($e_\alpha > 0$) вектор угловой скорости направлен против магнитного поля, т. е. положительно заряженная частица будет вращаться против часовой стрелки, если смотреть вдоль магнитного поля. Радиус вращения R_α называют *гиоррадиусом* (или *циклотронным радиусом*), а угловую частоту $\Omega_\alpha = |\Omega_\alpha|$ — *гиорчастотой* (циклотронной частотой). Употребляют также термины: ларморовское вращение и соответственно ларморовские радиус и частота. Из-за различия масс электронов и ионов их гиорчастоты резко различаются по величине: $\Omega_e \gg \Omega_i$.

1.1.2. Магнитный момент, его постоянство

Движение заряженной частицы по окружности создает ток

$$I_\alpha = (e_\alpha/2\pi)\Omega_\alpha, \quad (1.4)$$

обтекающий площадь

$$S_\alpha = \pi R_\alpha^2.$$

Этот токовый виток можно рассматривать как элементарный магнитный диполь с магнитным моментом μ_α , направленным, так же как и создаваемое им магнитное поле, независимо от знака заряда в сторону, обратную внешнему полю:

$$\mu_\alpha = \frac{1}{c} I_\alpha S_\alpha \left(-\frac{\mathbf{B}}{B} \right) = -\frac{m_\alpha v_{\perp\alpha}^2}{2B^2} \mathbf{B}. \quad (1.5)$$

Таким образом, отдельная заряженная частица представляет собой диамагнетик.

Магнитный момент μ_α является адиабатическим инвариантом движения, он остается постоянным при медленном изменении магнитного поля. Действительно, пусть магнитное поле за время одного оборота частицы по орбите изменилось на величину ΔB , малую по сравнению с начальным значением B . В цепи тока (1.4) при изменении магнитного поля возникает ЭДС

$$V = \frac{1}{c} \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \frac{1}{c} \frac{\pi R_\alpha^2 \Delta B \Omega_\alpha}{2\pi}$$

и за один облет по орбите, т. е. за время $\Delta t = 2\pi/\Omega_\alpha$, кинетическая энергия орбитального движения $W_{\perp\alpha} = mv_{\perp\alpha}^2/2$ возрастает на величину

$$\Delta W_{\perp\alpha} = e_\alpha V = (mv_{\perp\alpha}^2/2B) \Delta B = \mu_\alpha \Delta B.$$

Отсюда следует, что

$$\mu_\alpha = \Delta W_{\perp\alpha} / \Delta B = W_{\perp\alpha} / B = \text{const}. \quad (1.6)$$

1.1.3. Дрейфы в постоянных однородных полях

Допустим теперь, что на частицу, находящуюся в магнитном поле, действует какая-то дополнительная сила, например, созданная электрическим полем $\mathbf{E}$, таким, что $|\mathbf{E}| \ll |\mathbf{B}|$ (чтобы исключить релятивистские эффекты). Уравнение движения частицы под действием электрического и магнитного поля запишется как

$$m_\alpha d\mathbf{v}_\alpha/dt = e_\alpha \mathbf{E} + (e_\alpha/c) (\mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}). \quad (1.7)$$

Рассмотрим случай, когда $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$, и будем считать, что поля $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ постоянны и однородны. Тогда в системе координат с осью z , направленной вдоль магнитного поля, и осью y — вдоль элект-

рического поля из (1.7) будем иметь:

$$m_{\alpha} \frac{dv_{\alpha x}}{dt} = \frac{e_{\alpha}}{c} v_{\alpha y} B, \quad m_{\alpha} \frac{dv_{\alpha y}}{dt} = e_{\alpha} E - \frac{e_{\alpha}}{c} v_{\alpha x} B. \quad (1.8)$$

Введем другую систему отсчета, равномерно движущуюся вдоль оси x со скоростью $v_{\text{др}}$, т. е. такую, что

$$x' = x - v_{\text{др}} t, \quad y' = y. \quad (1.9)$$

В новой системе координат уравнения (1.8) запишутся как

$$m_{\alpha} \frac{dv'_{\alpha x}}{dt} = \frac{e_{\alpha}}{c} v'_{\alpha y} B, \quad m_{\alpha} \frac{dv'_{\alpha y}}{dt} = e_{\alpha} E - \frac{e_{\alpha}}{c} v'_{\alpha x} B - \frac{e_{\alpha}}{c} v_{\text{др}} B, \quad (1.10)$$

и если положить

$$v_{\text{др}} = cE/B \quad (1.11)$$

или в векторной форме

$$\mathbf{v}_{\text{др}} = (c/B^2)(\mathbf{E} \times \mathbf{B}), \quad (1.12)$$

то слагаемые в (1.10), содержащие электрическое поле, сократятся: движение заряженной частицы в новой системе будет таким же,

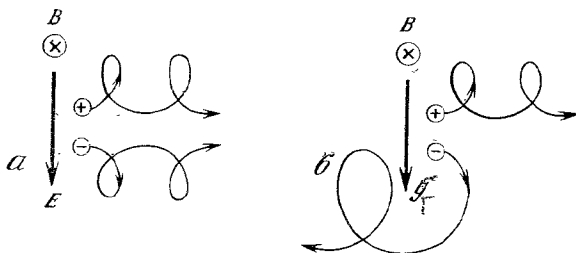


Рис. 1.1. Дрейф заряженных частиц в магнитном поле при наличии электрического поля (а) и силы тяжести (б).

как и в отсутствие электрического поля. Следовательно, электрическое поле заставляет орбиты частиц смещаться, дрейфовать с постоянной скоростью (1.12) в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полям. Действуя на заряженные частицы, электрическое поле изменяет скорости $v_{\perp}$ их движения по орбите, а одновременно и радиус кривизны: на участке ускорения электрическим полем, где скорость частицы увеличивается, радиус кривизны также увеличивается, и наоборот, на участке торможения R уменьшается. Это различие в радиусах кривизны и вызывает дрейф — непрерывное смещение центра кривизны (рис. 1.1).

Особенностью дрейфа в электрическом поле является независимость скорости дрейфа от типа частиц, т. е. от их заряда и массы: все частицы дрейфуют с одинаковой скоростью, и в рассмотре-

ренной движущейся системе координат орбиты всех частиц неподвижны. Это происходит потому, что при переходе к движущейся системе координат к полю E , приложенному извне, добавляется поле индукции

$$E_{\text{инд}} = (1/c)v_{\text{др}} \times B. \quad (1.13)$$

Подставляя в него $v_{\text{др}}$ из (1.12) и раскрывая двойное векторное произведение, найдем, что суммарное поле

$$E' = E + E_{\text{инд}} = 0 \quad (1.14)$$

в этой системе координат отсутствует. Поле индукции скомпенсировало внешнее поле, устранив тем самым причину дрейфа.

Если на заряженную частицу, находящуюся в постоянном однородном магнитном поле, действует не электрическая, а, скажем, гравитационная сила $m_{\alpha}g$, то, повторяя рассуждения начала параграфа, получим

$$v_{\text{др}}^{\alpha} = \frac{c}{e_{\alpha}B^2} m_{\alpha}g \times B \quad (1.15)$$

или в более общем виде

$$v_{\text{др}}^{\alpha} = \frac{c}{e_{\alpha}B^2} F_{\alpha} \times B, \quad (1.16)$$

где F_{α} — какая-то постоянная однородная сила, действующая на частицу сорта α . Направление дрейфа, возникающего под действием неэлектрических сил, в отличие от электрического зависит от знака заряда. Любая неэлектрическая сила создает в плазме ток.

1.1.4. Дрейф в неоднородном магнитном поле. Ведущий центр

Движение заряженной частицы в произвольном магнитном поле может быть получено из уравнения движения (1.7). Его решение, однако, в случае произвольного поля весьма сложно. Задача может быть существенно упрощена, если вместо движения самой частицы рассматривать движение центра ее ларморовской орбиты, названного *ведущим центром* частицы [9, 229]. В этом случае реальная частица с массой m_{α} и зарядом e_{α} , движущаяся под действием силы Лоренца и дополнительных сил, действующих на заряд и массу, заменяется некоторой фиктивной частицей, обладающей магнитным моментом (1.5) и дрейфующей под действием любых сил, включая и силы, действующие на ее магнитный момент. Оба подхода при условии, что приложенные силы и гирорадиусы не очень велики, дают совпадающие результаты. Расчеты движения ведущего центра проще, но менее наглядны, не вскрывают механизм образования дрейфа.

Допустим, что частица движется в неоднородном магнитном поле в направлении, перпендикулярном полю. Рассмотрим дви-

жение ведущего центра частицы. Магнит, находящийся в магнитном поле, обладает энергией $W_\alpha = \mu_\alpha B$, и если поле неоднородно, то возникает сила

$$F_\alpha = -\text{grad } W_\alpha, \quad (1.17)$$

стремящаяся уменьшить потенциальную энергию, т. е. вытолкнуть диамагнитную частицу из области сильного магнитного поля. Учитывая постоянство магнитного момента (1.6), из (1.16), (1.17) найдем:

$$\mathbf{v}_{\text{др}}^\alpha = \frac{c\mu_\alpha}{e_\alpha B^2} \mathbf{B} \times \text{grad} |\mathbf{B}|, \quad (1.18)$$

или

$$\mathbf{v}_{\text{др}}^\alpha = \frac{cm_\alpha v_{\perp\alpha}^2}{4e_\alpha B^4} \mathbf{B} \times \text{grad } B^2. \quad (1.19)$$

Дрейф частицы, называемый в данном случае *градиентным*, вызван, как и в случае электрического или гравитационного дрейфов, тем, что по мере движения частицы по орбите непрерывно меняется радиус кривизны, т. е. расстояние между движущейся материальной точкой и центром кривизны ее траектории, и движение по кругу переходит в движение по циклоиде. Отличие состоит в том, что электрическое и гравитационное поле изменяли радиус кривизны путем изменения скорости орбитального движения; в данном случае радиус меняется под действием неоднородности магнитного поля: с увеличением B радиус R_α уменьшается.

1.1.5. Центробежный дрейф

Допустим теперь, что скорость частицы, находящейся в неоднородном магнитном поле, имеет и компоненту $v_{\parallel\alpha}$ вдоль поля. Если силовые линии искривлены, то продольное движение должно сопровождаться возникновением центробежной силы $m_\alpha v_{\parallel\alpha}^2 / R_c$, где R_c — радиус кривизны силовой линии. Центробежная сила вызовет дрейф ведущего центра в направлении, перпендикулярном к силовой линии и к направлению на центр кривизны, со скоростью

$$v_{\text{др}}^\alpha = cm_\alpha v_{\parallel\alpha}^2 / e_\alpha B R_c. \quad (1.20)$$

Запишем это выражение в векторной форме. Для этого введем вектор кривизны

$$\mathbf{K} = -\mathbf{R}_c / R_c^2 = (1/B^2) (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}, \quad (1.24)$$

направленный к центру кривизны и равный по модулю $1/R_c$. Этот вектор может быть выражен через градиент квадрата модуля магнитного поля. Используя векторное равенство

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \nabla B^2 / 2, \quad (1.22)$$

можно записать

$$\mathbf{K} = \frac{1}{2B^2} \nabla B^2 + \frac{1}{B^2} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (1.23)$$

Если через рассматриваемый участок поля не протекает ток, создающий поле $\mathbf{B}$, т. е. $\text{rot } \mathbf{B} = 0$, то (1.21) можно переписать в виде

$$\mathbf{K} = (1/2B^2) \text{grad } B^2. \quad (1.24)$$

Центробежная сила при этом запишется как

$$\mathbf{F}_{R\alpha} = -m_\alpha v_{\parallel\alpha}^2 \mathbf{K} = -\frac{m_\alpha v_{\parallel\alpha}^2}{2B^2} \text{grad } B^2, \quad (1.25)$$

а вызванная ею скорость дрейфа

$$\mathbf{v}_R^\alpha = \frac{c}{e_\alpha B^2} \mathbf{F}_{R\alpha} \times \mathbf{B} = \frac{cm_\alpha v_{\parallel\alpha}^2}{2e_\alpha B^4} \mathbf{B} \times \text{grad } B^2. \quad (1.26)$$

Это выражение по форме очень близко к полученному ранее выражению для градиентного дрейфа. Объединив их, можно записать

$$\mathbf{v}_{\text{др}}^\alpha = \frac{cm_\alpha}{2e_\alpha B^4} \left(v_{\parallel\alpha}^2 + \frac{v_{\perp\alpha}^2}{2} \right) \mathbf{B} \times \text{grad } B^2 = -\frac{cm_\alpha}{e_\alpha B^2} \left(v_{\parallel\alpha}^2 + \frac{v_{\perp\alpha}^2}{2} \right) \mathbf{K} \times \mathbf{B}. \quad (1.27)$$

Искавление силовых линий вызывает дрейф частиц в направлении, зависящем от знака их заряда, и тем самым — к появлению тока. Скорость дрейфа пропорциональна энергии частиц. В земной магнитосфере, где вектор $\mathbf{K}$ направлен к Земле, градиентный и центробежный дрейфы захваченных частиц создают кольцевой ток, текущий на запад и понижающий горизонтальную составляющую магнитного поля у экватора. Усиление этого тока при вторжениях частиц приводит к формированию так называемой сторм-тайм вариации (D_{st}) геомагнитного поля (см. п. 4.3.1).

1.1.6. Инерционный дрейф.

Дрейф в переменном электрическом поле

Допустим, что на частицу, движущуюся в стационарном магнитном поле, действует дополнительная сила, меняющаяся во времени: частица, например, находится в скрещенных постоянном однородном магнитном и переменном электрическом полях. Рассмотрим движение ведущего центра.

Если электрическое поле меняется достаточно медленно, то движение ведущего центра в каждый момент можно рассматривать как дрейф в электрическом поле со скоростью $\mathbf{v}_0$, но поскольку поле меняется, то и скорость дрейфа $\mathbf{v}_0$ будет меняться. Фор-

мально эффект изменения скорости можно учесть введением силы инерции

$$\mathbf{F}_\alpha = -m_\alpha \frac{d\mathbf{v}_0}{dt} = -m_\alpha \frac{d}{dt} \frac{c(\mathbf{E} \times \mathbf{B})}{B^2}, \quad (1.28)$$

которая, как и любая другая, должна вызвать дополнительный дрейф ведущего центра со скоростью

$$\mathbf{v}_{\text{др}}^\alpha = \frac{m_\alpha c^2}{e_\alpha B^4} \left[\mathbf{B} \times \left(\frac{d\mathbf{E}}{dt} \times \mathbf{B} \right) \right] = \frac{m_\alpha c^2}{e_\alpha B^2} \frac{d\mathbf{E}}{dt}. \quad (1.29)$$

Если электрическое поле, меняясь только по величине, возрастает, то дрейф окажется направленным вдоль него. Поскольку направление дрейфа в данном случае зависит от знака заряда, то он будет сопровождаться возникновением тока с плотностью

$$\mathbf{j} = \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha \mathbf{v}_{\text{др}}^\alpha = \frac{c^2 \rho}{B^2} \dot{\mathbf{E}}, \quad (1.30)$$

где n_α — концентрация заряженных частиц α -го сорта; $\rho = \sum_\alpha m_\alpha n_\alpha$.

Комбинация величин, входящих в множитель при электрическом поле, содержится и в выражении так называемой *альве-новской скорости*

$$u_A = B / \sqrt{4\pi\rho}, \quad (1.31)$$

и, следовательно, выражение для плотности тока приводится к виду

$$\mathbf{j} = (c^2/4\pi u_A^2) \dot{\mathbf{E}}. \quad (1.32)$$

В случае гармонического изменения электрического поля вида $\exp(-i\omega t)$ из приведенного выражения следует, что величину

$$\sigma = -i\omega c^2/4\pi u_A^2 \quad (1.33)$$

можно рассматривать как проводимость замагниченной бесстолкновительной плазмы для переменного тока. Возникновение этой универсальной проводимости связано с изменением скорости дрейфа. Для применимости дрейфового приближения нужно, чтобы электрическое поле менялось достаточно медленно: $\omega \ll \Omega_\alpha$.

1.1.7. Дрейф в индукционном электрическом поле.

Вмороженность

Рассмотрим теперь случай изменения во времени магнитного поля. Пусть оно направлено вдоль оси z и растет со временем. По закону индукции это возрастание создает вихревое электрическое поле с вращением вектора $\mathbf{E}$ против часовой стрелки, если смотреть вдоль магнитного поля $\mathbf{B}$. Возникающий при этом электрический дрейф в соответствии с (1.12) будет направлен к центру

вихря. Сюда будет стекаться плазма со всех сторон, т. е. одновременно с ростом магнитного поля происходит повышение плотности заряженных частиц. Возрастание магнитного поля означает увеличение густоты силовых линий, что можно рассматривать как результат их движения со всех сторон внутрь вихря. Но в этом же направлении движется и плазма. Более того, из ранее высказанного утверждения, что электрический дрейф заставляет плазму двигаться так, чтобы уничтожить приложенное к ней электрическое поле (см. (1.14)), следует, что в данном случае магнитный поток $\Phi = BS$, пронизывающий любой материальный контур, охватывающий площадь S , должен оставаться постоянным, чтобы воспрепятствовать возникновению ЭДС в этом контуре. Из условия

$$\Phi = BS = \text{const}$$

следует, что плотность плазмы, меняющаяся при двухмерном сжатии (в плоскости, перпендикулярной магнитному полю) обратно пропорционально площади рассматриваемого, а следовательно, и любого другого контура, должна быть пропорциональна магнитному полю, т. е.

$$B/\rho = \text{const}. \quad (1.34)$$

Это условие носит название *условия вмороженности* магнитного поля в плазму и указывает на тесную связь между плазмой и пронизывающим ее магнитным полем.

Выше рассматривалось движение плазмы и силовых линий поперек магнитного поля, сопровождающееся увеличением плотности как плазмы, так и силовых линий. Возможно, однако, продольное сжатие или разрежение плазмы с ее движением вдоль силовых линий, например утечка плазмы из силовой трубки. Такой процесс не будет сопровождаться изменением магнитного поля, если только сама утечка и связанное с ней изменение давления не приведут к перестройке магнитного поля. Принцип вмороженности подразумевает движение плазмы поперек магнитного поля. Он означает также, что при электрическом дрейфе все частицы, вышедшие в какой-то момент с одной силовой линии магнитного поля, придут на другую силовую линию одновременно, в противном случае изменилось бы число силовых линий, пронизывающих выбранный материальный контур. Следовательно, электрический дрейф можно рассматривать как движение магнитной силовой линии, понимая это как движение связанного с ней вещества.

1.1.8. Движение частицы вдоль силовой линии.

Продольный инвариант

В неоднородном магнитном поле орбитальное движение частицы влияет на движение вдоль силовой линии, поскольку силовые линии, проходящие через разные точки орбиты, не параллельны.

Угол между силовыми линиями, проходящими через орбиту частицы и через ее центр (рис. 1.2), может быть найден как

$$\varphi = -\partial R_{\alpha} / \partial z. \quad (1.35)$$

Сила Лоренца $F_{\perp\alpha}$ в этом случае имеет компоненту вдоль силовой линии, проходящей через центр орбиты, равную

$$F_{\parallel\alpha} = F_{\perp\alpha} \partial R_{\alpha} / \partial z, \quad (1.36)$$

или, учитывая (1.2), (1.5) и (1.6),

$$F_{\parallel\alpha} = -\mu_{\alpha} \partial B / \partial z. \quad (1.37)$$

Это соотношение может быть получено и прямо из (1.17). Сила $F_{\parallel\alpha}$ приложена к центру ларморовского кружка и выталкивает диамагнитную частицу из области сильного магнитного поля, меняя продольную компоненту ее скорости. Частица, движущаяся в направлении усиливающегося поля, будет замедляться, и в какой-то момент, при значении магнитного поля B_0 , ее продольное движение прекратится. Полная энергия частицы при этом будет равна энергии орбитального движения:

$$\begin{aligned} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 / 2 &= \text{const} = m_{\alpha} v_{\parallel\alpha}^2 / 2 + \\ &+ m_{\alpha} v_{\perp\alpha}^2 / 2 = m_{\alpha} v_{\perp\alpha}^2 / 2 |_{B=B_0} = \\ &= \mu_{\alpha} B_0. \end{aligned}$$

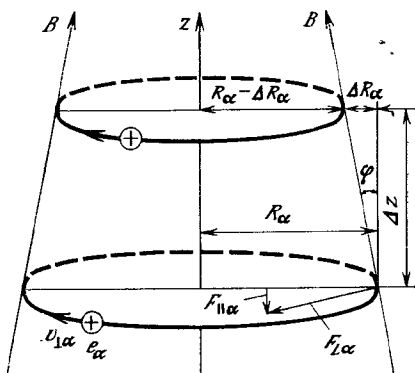


Рис. 1.2. Движение заряженной частицы в неоднородном магнитном поле

После остановки частица под действием силы $F_{\parallel\alpha}$ будет ускоренно двигаться в направлении уменьшения поля. Так как $\mu_{\alpha} = \text{const}$, то при значении магнитного поля, равном B , энергия ее поступательного движения составит

$$\frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\parallel\alpha}^2 = \mu_{\alpha} (B_0 - B). \quad (1.38)$$

Если структура поля, как это, в частности, имеет место в земной магнитосфере, такова, что поле минимально в какой-то точке силовой линии и усиливается при движении от нее в обе стороны, то частица, отразившись от точки с полем B_0 , вновь встретит такое же поле по другую сторону от минимума и вновь отразится и в дальнейшем будет осциллировать между этими точками отражения. Такая частица называется захваченной, магнитное поле выступает в этом случае в роли магнитной ловушки для удержания заряженных частиц, в которой области сильного поля играют роль магнитных пробок.

В земной магнитосфере магнитное поле, если его проследить, двигаясь вдоль силовой линии, минимально вблизи экваториаль-

ной плоскости и усиливается по мере приближения к Земле. Захваченные частицы осциллируют между северным и южным полушариями, переходя через минимальное поле у экватора. При движении частицы вдоль силовой линии происходит перекачка энергии орбитального движения в энергию поступательного и наоборот, при этом меняется соотношение между продольной и поперечной компонентами скорости. Это соотношение принято характеризовать *питч-углом*: углом между вектором скорости частицы и магнитным полем.

Питч-угол может быть найден из соотношения

$$\cos \theta = v_{\parallel} / v, \quad (1.39)$$

где v — полная скорость частицы. Учитывая (1.38), получим для захваченной частицы

$$\cos \theta = \sqrt{1 - B/B_0}. \quad (1.40)$$

Для фиксированной силовой линии, т. е. при заданном поле B в экваториальной плоскости, значение поля B_0 в точке отражения для данной частицы зависит от ее начального питч-угла (от питч-угла в экваториальной плоскости): $B_0 = B \sin^{-2} \theta$. Чем меньше этот угол, тем при большем B_0 , т. е. ближе к Земле, расположится точка отражения частицы, захваченной магнитосферой. При каком-то значении начального питч-угла θ_l точка отражения окажется в плотных слоях атмосферы. Конус вокруг силовой линии с углом при вершине, равным θ_l , называется *конусом потерь*, так как каждая частица, перелетающая через экваториальную плоскость с вектором скорости, лежащим внутри этого конуса, теряется в плотных слоях атмосферы.

Постоянство магнитного момента заряженной частицы (см. п. 1.1.2) является частным случаем более общего правила. При всяком ограниченном движении реальная траектория отличается от других возможных тем, что «действие», равное интегралу по времени от функции Лагранжа ($s = \int L dt$), минимально. Сама функция Лагранжа равна разности кинетической и потенциальной энергии, т. е. в рассматриваемом случае движения заряженной частицы в неоднородном магнитном поле

$$L = mv_{\parallel}^2/2 + mv_{\perp}^2/2 - \mu B.$$

В силу определения μ (см. (1.5)) последние два слагаемых сокращаются, и действие оказывается равным

$$s = \int_1^2 \frac{mv_{\parallel}^2}{2} dt = \frac{m}{2} \int_1^2 v_{\parallel} dl, \quad (1.41)$$

где интегрирование ведется между точками отражения.

Минимальность действия означает, что при малых изменениях условий движения оно остается постоянным. Поскольку частица, движущаяся вдоль силовой линии, участвует еще и в дрейфовом

движении поперек B со скоростью (1.27), то при переходе ее на другую силовую линию выполняется условие

$$\int_1^2 v_{\parallel} dl = \text{const.}$$

С помощью (1.39) и (1.40) оно может быть записано в виде

$$\int_1^2 v \sqrt{1 - B/B_0} dl = \text{const.} \quad (1.42)$$

Интеграл в (1.42) обычно называется вторым или *продольным адиабатическим инвариантом*.

Поскольку полная скорость частицы при движении в магнитном поле остается постоянной, а магнитное поле при удалении вдоль силовой линии от Земли быстро убывает, то для частиц точки отражения которых расположены в ионосфере, последнее выражение приближенно может быть записано как

$$\int_1^2 dl \approx \text{const.} \quad (1.43)$$

Условие (1.43) означает, что при дрейфе со скоростью (1.27) частица переходит на силовую линию примерно той же длины. Применительно к земной магнитосфере, форма которой на дневной и ночной сторонах различна, это означает, что при дрейфе частиц вокруг Земли, их широта будет меняться так, чтобы длина силовой линии между точками отражения оставалась бы приблизительно постоянной.

Может быть установлен и третий инвариант — постоянство магнитного потока, охватываемого дрейфовым путем частицы. Применимость каждого из инвариантов определяется малостью изменений условий движения за один цикл, продолжительность которого, однако, резко возрастает при переходе к каждому следующему типу движений. Для сохранения первого инварианта требуется постоянство условий движения за время одного оборота вокруг силовой линии, измеряемого в микросекундах для электронов и в миллисекундах для ионов, т. е. требуется отсутствие волновых полей с частотами, близкими к гирочастоте частиц. Для сохранения второго инварианта требуется постоянство условий в магнитосфере в течение нескольких минут, что еще можно считать выполняющимся. Для сохранения третьего инварианта потребовалось бы постоянство условий в течение часов, что едва ли выполняется. Поэтому нет оснований ожидать сохранения третьего инварианта в условиях земной магнитосферы.

1.2. Гидродинамическое описание плазмы.

Ток в плазме

1.2.1. Квазинейтральность, плазменная частота, радиус Дебая

В предыдущем разделе рассматривалось движение в магнитном и электрическом полях отдельной частицы. Распространение полученных при этом результатов на плазму допустимо, если последняя очень разрежена, т. е. частицы можно считать невзаимодействующими. В реальных условиях частицы взаимодействуют, сталкиваясь друг с другом из-за различия в скоростях. Разброс скоростей, необходимый для столкновений, определяется температурой газа и исчезает при малой температуре. Влияние столкновений становится существенным, если тепловая энергия превышает энергию электрического взаимодействия частиц. При концентрации заряженных частиц n за среднее расстояние между ними можно принять $n^{-1/3}$. Средняя энергия электрического взаимодействия одной пары частиц составит при этом $e^2 n^{1/3}$ и условие преобладания тепловой энергии запишется как

$$T^* \equiv kT \gg e^2 n^{1/3}, \quad (1.44)$$

где k — постоянная Больцмана; T^* — температура в энергетических единицах.

Газ, содержащий заряженные частицы, в целом должен быть нейтральным. Если n_e — концентрация содержащихся в нем электронов с зарядом $-e$, $n_{i\alpha}$ — концентрация ионов сорта α с зарядом e_α , то условие нейтральности единицы объема запишется как

$$\sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{i\alpha} - e n_e = 0. \quad (1.45)$$

Очевидно, что при достаточно малых объемах оно может нарушаться, поэтому его называют условием *квазинейтральности*. Если ионы однозарядные положительные, то оно принимает вид

$$n_e = \sum_{\alpha} n_{i\alpha} = n_i. \quad (1.45a)$$

Рассмотрим объем, ограниченный двумя плоскостями, и допустим, что в нем заряды разных знаков оказались сдвинутыми друг относительно друга. Допустим для определенности, что сдвинутыми оказались легкие электроны, в то время как более тяжелые ионы продолжают находиться в местах, соответствующих условию равновесия. Пусть все электроны сдвинуты относительно своих положений равновесия на расстояние x . Тогда на границе объема, где произошел такой сдвиг, возникнет поверхностный заряд $n_e e x$. Внутри же объема возникнет электрическое поле

$$E_x = 4\pi n_e e x.$$

Уравнение движения электрона запишется как

$$m_e d^2x/dt^2 = -4\pi n_e e^2 x,$$

решением его будет колебательное движение с частотой

$$\omega_e = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}, \quad (1.46)$$

называемой *плазменной*, или *ленгмюровской*. Она характеризует собственные электронные колебания в плазме, возникающие при случайном разделении зарядов в ней. Электрическая энергия электрона, находящегося в поле E_x , при этом будет равна

$$W = 4\pi n_e e^2 x^2.$$

Условием ее равенства (по порядку величины) тепловой энергии электрона будет

$$4\pi n_e e^2 x^2 \simeq T_e^*.$$

Тепловая и электрическая энергия становятся одинаковыми, если смещение электрона достигнет величины порядка

$$r_D = \sqrt{T_e^* / 4\pi n_e e^2}, \quad (1.47)$$

называемой *длиной*, или *радиусом Дебая*. С учетом (1.47) условие (1.44) может быть записано в виде

$$(4\pi)^{3/2} n_e r_D^3 \gg 1. \quad (1.48)$$

Тепловая энергия превышает среднюю энергию электрического взаимодействия частиц, если в сфере дебаевского радиуса находится достаточно много частиц ($\gg 1$). В ионосфере условия (1.44) и (1.48) выполняются: $r_D \sim 1$ см, $n_e \sim 10^5$ см $^{-3}$.

Заряженные частицы плазмы препятствуют возникновению в ней электрического поля, экранируют его. Допустим, что по каким-то причинам условие (1.45) оказалось нарушенным и в некотором объеме появился нескомпенсированный электрический заряд Q . Это вызовет появление электрического поля с потенциалом ϕ , меняющего электрическую энергию всех частиц, а следовательно, и их концентрацию, связанную с энергией формулой Больцмана. Если n_0 — первоначальная концентрация электронов и ионов, то при возникновении потенциала ϕ концентрации станут

$$n_i = n_0 \exp(-e\phi/T_i^*), \quad n_e = n_0 \exp(e\phi/T_e^*). \quad (1.49)$$

На некотором расстоянии от заряда будет выполнено условие $|e\phi| \ll T^*$, воспользовавшись которым (1.49) можно переписать как

$$n_i = n_0 (1 - e\phi/T_i^*), \quad n_e = n_0 (1 + e\phi/T_e^*).$$

Неравенство концентраций электронов и ионов означает появле-

ние пространственного заряда с плотностью (при $T_i^* = T_e^* = T^*$)

$$\rho = 2n_0 e^2 \varphi / T^*.$$

Найдем потенциал φ , воспользовавшись уравнением Пуассона для случая сферической симметрии:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = 4\pi\rho = \frac{8\pi n_0 e^2}{T^*} \varphi.$$

Его решением будет

$$\varphi = \frac{Q}{r} \exp \left(-\frac{r}{\sqrt{2} r_D} \right). \quad (1.50)$$

Следовательно, поле заряда, возникшего в плазме, соответствует кулоновскому на расстояниях, меньших дебаевского радиуса, и экспоненциально убывает на расстояниях, превышающих его. Дебаевский радиус, следовательно, определяет пространственный масштаб возможных нарушений нейтральности, так же как плазменная частота определяет временной масштаб нарушений нейтральности — время, требуемое для ее восстановления. Произведение этих величин

$$\omega_e r_D = \sqrt{T_e^* / m_e} \quad (1.51)$$

равно по порядку величины тепловой скорости электрона ($v_{T_e} = \sqrt{3T_e^* / m_e}$).

1.2.2. Соударения в плазме

Под соударениями в газе понимается взаимодействие между частицами при их сближении, сопровождающееся существенным изменением импульсов сталкивающихся частиц. Существование в ионизированном газе частиц различных сортов приводит к различным видам соударений: нейтральных частиц между собою, нейтральных с заряженными и заряженных между собою. В последнем случае взаимодействие при соударениях происходит с участием кулоновских сил. Соударения могут сопровождаться переходом части кинетической энергии сталкивающихся частиц в другую форму энергии, такие соударения называются неупругими. При упругих соударениях суммарная кинетическая энергия частиц не меняется. В настоящем разделе ограничимся рассмотрением только упругих соударений.

Соударения между нейтральными частицами в газе происходят при их сближении до малых расстояний, на которых начинают действовать внутриаомные силы. Эти силы очень резко возрастают с уменьшением расстояния, и приближенно можно считать, что их действие пренебрежимо мало при расстояниях, превышающих некоторый порог, и становится очень большим на расстояни-

ях, меньших этого порога. Сказанное эквивалентно представлению о частицах как о твердых шариках определенного радиуса с соответствующим ему сечением, попадание в которое встречной частицы вызывает интенсивное взаимодействие. Величина этого сечения, как правило, не является константой и зависит как от типа налетающей частицы, так и от ее скорости.

Пусть некоторая частица движется со скоростью v относительно остальных частиц, число которых в единице объема равно n . Если σ — сечение частицы, то σv — объем, вырезаемый движущейся частицей в пространстве в единицу времени (все частицы, находящиеся в нем, столкнутся с данной). Число столкновений, которое претерпит данная частица в единицу времени, следовательно, будет равно

$$v = n\sigma v, \quad (1.52)$$

а средний временной интервал между соударениями или время свободного пробега будет равно

$$\tau = 1/v. \quad (1.53)$$

Средняя длина свободного пробега при этом определится как

$$\lambda = v\tau = 1/n\sigma. \quad (1.54)$$

Соударения изменяют импульс частиц. Это изменение может быть учтено как действие силы трения

$$F_{\text{тр}} = -mvv. \quad (1.55)$$

Под действием соударений распределение скоростей в газе приобретает характер максвелловского. Принято считать, что время свободного пробега одновременно является и характерным временем приближения к максвелловскому распределению. В наиболее простой интерпретации влияния соударений принимается, что за время среднего свободного пробега различие между существующей функцией распределения по скоростям и максвелловской уменьшится в e раз.

Особенностью соударений заряженных частиц является то, что между ними действуют кулоновские силы, сравнительно медленно убывающие с расстоянием. Возможны поэтому взаимодействия частиц, находящихся на сравнительно больших расстояниях. Более того, эти взаимодействия наиболее вероятны и могут быть приняты за основные.

Рассмотрим характер взаимодействия двух заряженных частиц при их сближении. Для определенности рассмотрим приближение электрона к неподвижному иону. Рассмотрение будем вести в системе координат, связанной с ионом, и будем считать, что из-за большой массы иона можно пренебречь воздействием электрона на его движение. Ион будем считать неподвижным в течение всего соударения. Пусть невозмущенная траектория электрона проходит на сравнительно большом прицельном расстоянии b от иона, т. е. на расстоянии, на котором частицы прошли бы, если бы не

было взаимодействия между ними (рис. 1.3). В результате взаимодействия направление движения электрона изменится на небольшой угол θ . В силу его малости можно принять, что компонента скорости электрона в первоначальном направлении $v_{\parallel}$ уменьшится на величину

$$\Delta v_{\parallel} = v_{\parallel} (1 - \cos \theta) \approx v_{\parallel} \theta^2/2.$$

Таких взаимодействий, однако, будет много, и потери скорости при каждом из них будут накапливаться. При положении частиц,

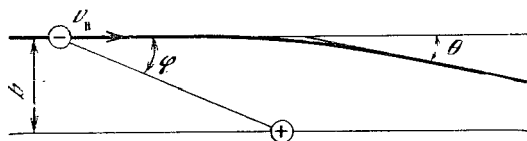


Рис. 1.3. Геометрия рассеяния при кулоновском взаимодействии заряженных частиц

соответствующем рис. 1.3, компонента силы, перпендикулярная первоначальной скорости электрона, будет равна $e^2 r^{-2} \sin \varphi$ и полное изменение импульса электрона в направлении, перпендикулярном первоначальному, при пролете мимо иона составит

$$m_e \Delta v_{\perp} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^2}{r^2} \sin \varphi \frac{ds_{\parallel}}{v_{\parallel}}, \quad ds_{\parallel} = v_{\parallel} dt.$$

Интегрируя и возвращаясь к углу θ , получим:

$$\theta \simeq \Delta v_{\perp} / v_{\parallel} = 2e^2 / m_e v_{\parallel}^2 b. \quad (1.56)$$

Угол, на который изменилось направление движения электрона, оказался равным отношению энергии электрического взаимодействия на прицельном расстоянии (или приближенно при наибольшем сближении частиц) к кинетической энергии электрона.

Число ионов, находившихся на прицельном расстоянии b от траектории электрона и изменивших за единицу времени направление его движения на угол θ , равно $n_i v_{\parallel} 2\pi b db$. Следовательно, потеря импульса электрона в направлении первоначального движения, вызванная всеми этими ионами и рассматриваемая как сила трения (1.55), равна

$$dF_{\text{тр}} = n_i v_{\parallel} 2\pi b db \cdot m \Delta v_{\parallel} = \frac{4\pi e^4 n_i}{m_e v_{\parallel}^2} \frac{db}{b}.$$

Для нахождения полной силы трения надо проинтегрировать это выражение по b . Интеграл в бесконечных пределах разойдется, поэтому представим результат интегрирования в виде

$$F_{\text{тр}} = (4\pi e^4 n_i / m_e v^2) \Lambda. \quad (1.57)$$

Величина Λ , называемая *кулоновским логарифмом*, равна

$$\Lambda = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} db/b = \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}, \quad (1.58)$$

где $b_{\max}$ и $b_{\min}$ — максимальное и минимальное значения прицельного расстояния. Точное знание этих расстояний не требуется, так как сразу ясно, что рассматриваемое отношение велико и его логарифм меняется медленно. За минимальное можно принять расстояние, на котором перестает выполняться принятое выше требование о повороте траектории на малый угол. Если предельный угол поворота определить как $\theta = 1$, то из (1.56) будет следовать

$$b_{\min} = 2e^2/m_e v^2, \quad (1.59)$$

и если за кинетическую энергию электрона принять его тепловую энергию $\frac{3}{2} T_e^*$, то

$$b_{\min} = 2e^2/3T_e^*. \quad (1.60)$$

За максимальное расстояние можно принять радиус Дебая (1.47), так как он ограничивает действие кулоновских сил. Тогда

$$\Lambda = \ln \left[\frac{3}{2} \sqrt{\frac{(T_e^*)^3}{4\pi n_e e^6}} \right]. \quad (1.61)$$

Отметим некоторый произвол в выборе $b_{\min}$ и $b_{\max}$, влияющий на величину численного коэффициента в (1.61), но почти не влияющий на величину кулоновского логарифма.

Приравнивая теперь $|F_{\text{тр}}|$ из (1.55) величине (1.57), получим для частоты электрон-ионных соударений:

$$\nu_{ei} = (4\pi e^4 n_i / m_e^2 v_e^3) \Lambda. \quad (1.62)$$

При максвелловском распределении электронов по скоростям осреднение выражения (1.62) даст (см., например, [43]):

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m_e}} \frac{n_i e^4}{T_e^{*3/2}} \Lambda. \quad (1.62a)$$

Значения кулоновского логарифма для значений T_e и n_e , встречающихся в ионосфере, находятся между 13 и 17 (характерное значение $\Lambda = 15$). Поэтому приблизительно (при T_e в К, n_i в см⁻³, ν_{ei} в с⁻¹)

$$\nu_{ei} = (54 \pm 5) n_i T_e^{-3/2}. \quad (1.63)$$

По известной частоте соударений (1.62) с помощью (1.53) и (1.54) легко найти время и длину свободного пробега, а также сечение соударения:

$$\sigma_{ei} = \frac{1}{2} (4\pi e^4 / m_e^2 v_e^4) \Lambda. \quad (1.64)$$

В случае столкновений ионов разных сортов

$$\sigma_{\alpha\beta} = (4\pi e_{\alpha}^2 e_{\beta}^2 / \mu_{\alpha\beta}^2 v_{\alpha\beta}^4) \Lambda, \quad (1.65)$$

где $\mu_{\alpha\beta}$ и $v_{\alpha\beta}$ — соответственно приведенная масса и относительная скорость сталкивающихся частиц. Из всех видов соударений заряженных частиц наиболее важными по их роли в плазменных процессах являются электронные соударения. Они, в частности, определяют поглощение радиоволн. Полное число соударений при этом равно сумме соударений с нейтральными частицами и с ионами. Отношение v_{en}/v_{ei} меняется с высотой: на уровне области D преобладают электрон-нейтральные соударения, в F -слое — электрон-ионные.

Для оценки роли соударений в поведении плазмы важны соотношения между полной частотой соударений заряженных частиц и их гирочастотой. Если $\nu_{\alpha} \ll \Omega_{\alpha}$, то соударения почти не нарушают циклотронное вращение и дрейфовые движения заряженных частиц, плазма в этом случае считается *замagnetизированной*: ее поведение контролируется магнитным полем, как и в случае невзаимодействующих заряженных частиц. Напротив, при $\nu_{\alpha} \gg \Omega_{\alpha}$ поведение плазмы приближается к поведению обычного газа с изотропными свойствами. Соударениями определяется также возможность гидродинамического описания плазмы, т. е. рассмотрения ее как жидкости. Для допустимости такого описания необходимо, чтобы λ и τ были много меньше характерных пространственных и временных масштабов изменения среды.

1.2.3. Ток в плазме

Рассмотрим возникновение тока в плазме. Степень ионизации (отношение концентраций заряженных и нейтральных частиц) в ионосфере меняется в широких пределах, от малой ($\ll 1$) в нижних ее слоях до большой ($\gg 1$) при переходе к магнитосфере. Будем считать поэтому ионосферу состоящей из нейтрального, ионного и электронного газов, проникающих один в другой и взаимодействующих посредством соударений. Ток определим как суммарный заряд, переносимый в единицу времени ионным и электронным потоками. Плотность тока запишем в виде

$$\mathbf{j} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{V}_{i\alpha} - e n_e \mathbf{V}_e. \quad (1.66)$$

Будем считать все ионы одинаковыми — однозарядными положительными с массой m_i . Тогда с учетом условия квазинейтральности $n_e = n_i$ выражение (1.66) переписывается в виде

$$\mathbf{j} = n_e e (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e). \quad (1.67)$$

Скорости течения (направленного движения) $\mathbf{V}_i$ и $\mathbf{V}_e$ ионного и электронного газов найдем из уравнений гидродинамики, в которых пренебрежем вязкостью. Вязкость существенна только для нейтрального газа и лишь на достаточно больших высотах

выше области, где сосредоточены ионосферные токи. В качестве сил учтем действие газовых давлений, электрические и магнитные силы и силы трения, создаваемые соударениями частиц различных газов. Пренебрежем силой Кориолиса, оставив без внимания эффекты, связанные с вращением Земли. Исключим при первом рассмотрении силу тяжести и определяемый ею дрейфовый ток, а также токи, вызванные дрейфами, происходящими от неоднородности поля (градиентным, центробежным) и изученные нами ранее (см. п. 1.1.4, 1.1.5).

Уравнение движения жидкости сорта α примем, таким образом, в форме Эйлера

$$\rho_{\alpha} [\partial \mathbf{V}_{\alpha} / \partial t + (\mathbf{V}_{\alpha} \cdot \nabla) \mathbf{V}_{\alpha}] = -\nabla p_{\alpha} + \mathbf{F}_{\alpha}, \quad (1.68)$$

где ρ_{α} — массовая плотность; p_{α} — давление; $\mathbf{F}_{\alpha}$ — прочие силы, приложенные к единице объема рассматриваемого газа. Членом $(\mathbf{V}_{\alpha} \cdot \nabla) \mathbf{V}_{\alpha}$ пренебрежем, полагая, что скорость потока невелика. Применительно к электронному и ионному газам уравнение движения (1.68) запишется как:

$$\begin{aligned} \rho_e \frac{\partial \mathbf{V}_e}{\partial t} = & -\nabla p_e - n_e e \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) \right] - n_e m_e v_{ei} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i) - \\ & - n_e m_e v_{en} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n), \end{aligned} \quad (1.69)$$

$$\begin{aligned} \rho_i \frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} = & -\nabla p_i + n_i e \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) \right] - n_i m_i v_{ie} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) - \\ & - n_i m_i v_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n). \end{aligned} \quad (1.70)$$

Сила, с которой ионный газ воздействует на электронный, равна силе обратного воздействия и направлена противоположно ей:

$$n_e m_e v_{ei} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i) = -n_i m_i v_{ie} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e). \quad (1.71)$$

Если электронный и ионный газы объединить общим понятием «плазма» и ввести для нее

$$p_p = p_e + p_i, \quad \rho_p = \rho_e + \rho_i, \quad \mathbf{V}_p = \frac{\rho_e \mathbf{V}_e + \rho_i \mathbf{V}_i}{\rho_e + \rho_i}, \quad (1.72)$$

то, складывая (1.69) и (1.70), получим

$$\rho_p \frac{\partial \mathbf{V}_p}{\partial t} = -\nabla p_p + \frac{1}{c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) - \rho_i v_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n) - \rho_e v_{en} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n). \quad (1.73)$$

Сократились слагаемые, содержащие электрическое поле и силу взаимного трения электронного и ионного газов. Хотя обычно $v_{en} V_e \gg v_{in} V_i$, все же из-за малости массы электрона последнее слагаемое в (1.73) оказывается малым и им можно пренебречь. Принимая далее во внимание, что $\mathbf{V}_i$ мало отличается от $\mathbf{V}_p$, а ρ_i от ρ_p , перепишем (1.73) в виде

$$\frac{\partial \mathbf{V}_p}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_p} \nabla p_p + \frac{1}{c \rho_p} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) - v_{in} (\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_n). \quad (1.74)$$

Уравнение (1.74) определяет движение плазмы как смеси электронов и ионов; к его анализу обратимся несколько позднее. Если под ρ , p и $\mathbf{V}$ понимать суммарные плотность, давление и среднemasовую скорость всей смеси газов, включая нейтральный, определяемые аналогично (1.72), то вместо (1.74) будем иметь

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{c\rho} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}). \quad (1.75)$$

В (1.75) не вошла сила трения, поскольку для атмосферы в целом эта сила является внутренней. В общем случае в уравнении должны быть учтены нелинейный член ускорения, вязкая сила — $\nabla \hat{\Pi}$ (см. разд. 3.2) и сила тяжести.

Для нахождения плотности тока в плазме вернемся к уравнениям (1.69) и (1.70). Умножив (1.69) на e/m_e , а (1.70) на e/m_i и вычтя (1.69) из (1.70), получим с учетом (1.67) и (1.71)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = & \frac{e}{m_e} \left(\nabla p_e - \frac{m_e}{m_i} \nabla p_i \right) + \frac{n_e e^2}{m_e} \mathbf{E} \left(1 + \frac{m_e}{m_i} \right) + \\ & + \frac{n_e e^2}{m_e c} \left[\left(\mathbf{V}_e + \frac{m_e}{m_i} \mathbf{V}_i \right) \times \mathbf{B} \right] + n_e e v_{ei} \left(1 + \frac{m_e}{m_i} \right) (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i) + \\ & + n_e e v_{en} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n) - n_i e v_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n). \end{aligned} \quad (1.76)$$

В этом выражении отбросим члены, содержащие m_e/m_i ; множитель в векторном произведении преобразуем, введя в него $\mathbf{V}_i - \mathbf{j}/n_e e$ вместо $\mathbf{V}_e$; ввиду малой разницы заменим $\mathbf{V}_i$ на $\mathbf{V}_p$ из (1.72). В результате из (1.76) получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = & \frac{e}{m_e} \nabla p_e + \frac{n_e e^2}{m_e} \mathbf{E} - \frac{e}{m_e c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \frac{n_e e^2}{m_e c} (\mathbf{V}_p \times \mathbf{B}) - \\ & - v_{ei} \mathbf{j} + n_e e v_{en} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n) - n_i e v_{in} (\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_n). \end{aligned} \quad (1.77)$$

Учитывая, что всегда $v_{in} \ll v_{en}$, пренебрежем последним членом справа и, перенося слагаемые, содержащие плотность тока, в левую часть, получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{e}{m_e c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + v_{ei} \mathbf{j} = & \frac{n_e e^2}{m_e} \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{V}_p \times \mathbf{B}) \right] + \\ & + \frac{e}{m_e} \nabla p_e + n_e e v_{en} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n). \end{aligned} \quad (1.78)$$

Если различие в скоростях ионного и нейтрального потоков невелико и можно допустить

$$\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n \approx \mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i,$$

то последнее слагаемое справа в (1.78) можно объединить с по-

следним слева, придав уравнению вид

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{e}{m_e c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \nu_e \mathbf{j} = \frac{n_e e^2}{m_e} \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{V}_p \times \mathbf{B}) \right] + \frac{e}{m_e c} \nabla p_e, \quad (1.79)$$

где

$$\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}. \quad (1.80)$$

1.2.4. Магнитное давление

Вернемся к уравнению движения плазмы (1.74). Пренебрегая в нем силой трения о нейтральный газ и исключая плотность тока с помощью уравнения Максвелла в пренебрежении током смещения

$$\text{rot } \mathbf{B} = (4\pi/c) \mathbf{j}, \quad (1.81)$$

получим

$$\frac{\partial \mathbf{V}_p}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho_p} (\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\rho_p} \nabla p_p \quad (1.82)$$

или, преобразовав векторное произведение:

$$\frac{\partial \mathbf{V}_p}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho_p} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \frac{1}{8\pi\rho_p} \nabla B^2 - \frac{1}{\rho_p} \nabla p_p. \quad (1.83)$$

С выражением типа первого слагаемого справа мы уже встречались (см. (1.22), (1.23)); в него может быть введен вектор $\mathbf{K}$ кривизны, по модулю обратный радиусу кривизны и направленный вдоль радиуса к центру кривизны. Все слагаемое определяет действие максвелловских натяжений — силу, направленную к центру кривизны и равную

$$\frac{1}{4\pi\rho_p} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} = \frac{B^2}{4\pi\rho_p} \mathbf{K}. \quad (1.84)$$

Эта сила стремится распрямить силовые линии; ее возникновение вызвано тем, что при распрямлении уменьшился бы объем, занятый магнитным полем, а следовательно, и его энергия. Второе слагаемое в (1.83) может быть объединено с третьим введением магнитного давления

$$p_m = B^2/8\pi, \quad (1.85)$$

равного плотности магнитной энергии. Уравнение (1.83) при этом запишется как

$$\frac{\partial \mathbf{V}_p}{\partial t} = \frac{B^2}{4\pi\rho_p} \mathbf{K} - \nabla (p_p + p_m). \quad (1.86)$$

Таким образом, плазма стремится уменьшить кривизну магнитных силовых линий и двигаться в область низкого газового и магнитного давлений.

1.2.5. Ток под действием градиента давления.

Диамагнетизм плазмы

Возвращаясь к плотности тока, уравнение (1.86) можно переписать для стационарного случая:

$$\text{grad } p_p = (1/c)(\mathbf{j} \times \mathbf{B}). \quad (1.87)$$

Изменение давления в плазме создается пондермоторной силой (силой Ампера); при этом в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, должен существовать ток, протекающий вдоль изобарических линий — линий равного давления плазмы. Для выяснения механизма образования этого тока рассмотрим движение частиц на участке, где меняется концентрация плазмы, а следовательно, и ее давление.

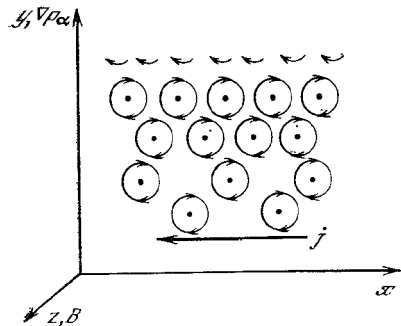


Рис. 1.4. Ток в плазме, возникающий при наличии градиента концентрации

Пусть, как на рис. 1.4, ось z совпадает с направлением магнитного поля B и концентрация частиц n возрастает в направлении оси y . Перемещение зарядов в направлении оси x и в обратном направлении, связанное с орбитальным движением частиц, не компенсируется из-за различия в концентрациях, и возникает результирующий ток в направлении, перпендикулярном градиенту концентрации (давления) и магнитному полю. Этот ток создается движением частиц по орбитам, центры которых неподвижны. Изменение концентрации вызывает появление тока при неподвижности круговых орбит, вдоль которых протекают элементарные токи.

Формально этот ток может быть описан как дрейф ведущих центров под действием силы, приходящейся на одну частицу ($\mathbf{F}_\alpha = -\frac{1}{n_\alpha} \nabla p_\alpha$), со скоростью

$$\mathbf{v}_{\text{др}}^\alpha = -\frac{c}{n_\alpha e_\alpha B^2} (\nabla p_\alpha \times \mathbf{B}), \quad (1.88)$$

где e_α — заряд, n_α — концентрация частиц сорта α . Плотность тока, вызванная этим дрейфом, будет равна

$$\mathbf{j} = \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha \mathbf{v}_{\text{др}}^\alpha = -\frac{c}{B^2} (\nabla p_p \times \mathbf{B}). \quad (1.89)$$

Нетрудно видеть, что этот ток удовлетворяет уравнению (1.87).

Действием тока на границе плазмы, вызванного изменением

концентрации, определяется и ее диамагнитный эффект. Каждая частица обладает магнитным моментом μ_α , который может быть найден как произведение силы тока $I_\alpha = e_\alpha \Omega_\alpha / 2\pi$ на обтекаемую им площадь πR_α^2 . При концентрации частиц n_α магнитный момент единицы объема будет

$$M_\alpha = n_\alpha \mu_\alpha.$$

Но в однородной плазме ток, текущий на границе каждого внутреннего элемента объема, компенсируется токами на границах соседних элементов и нескомпенсированным остается только ток на границе плазмы. Именно этот ток и обеспечивает диамагнетизм плазмы — наличие магнитного момента, антипараллельного B , у любого ее внутреннего объема.

1.2.6. Закон Ома.

Проводимости плазмы в стационарных полях

Рассмотрим наиболее важную компоненту тока, связанную с действием электрического поля. Будем считать электрическое поле, как и создаваемый им ток, стационарным. Опустим и слабое с градиентом давления. Тогда уравнение (1.79), определяющее ток в плазме, примет вид:

$$\frac{e}{m_e c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \nu_e \mathbf{j} = \frac{n_e e^2}{m_e} \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{V}_p \times \mathbf{B}) \right]. \quad (1.90)$$

Величина

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + (1/c) (\mathbf{V}_p \times \mathbf{B}) = \mathbf{E} + \mathbf{E}_d \quad (1.91)$$

представляет собою электрическое поле, действующее в системе координат, движущейся вместе с плазмой. Индукционное поле $\mathbf{E}_d$ называют *динамо-полем*. Найдем ток, определяемый полем $\mathbf{E}'$. Введем единичный вектор $\mathbf{b}$ вдоль магнитного поля, такой, что

$$\mathbf{B} = B\mathbf{b}. \quad (1.92)$$

Пользуясь далее обозначениями электронной гирочастоты и плазменной частоты

$$\Omega_e = eB/m_e c, \quad \omega_e = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e},$$

придадим уравнению (1.90) вид

$$\nu_e \mathbf{j} + \Omega_e (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = (\omega_e^2 / 4\pi) \mathbf{E}'. \quad (1.93)$$

Образуем скалярные и векторные произведения обеих частей равенства (1.93) с вектором $\mathbf{b}$:

$$\nu_e (\mathbf{j} \cdot \mathbf{b}) = (\omega_e^2 / 4\pi) (\mathbf{E}' \cdot \mathbf{b}),$$

$$\nu_e (\mathbf{j} \times \mathbf{b}) - \Omega_e [\mathbf{b} \times (\mathbf{E}' \times \mathbf{b})] = (\omega_e^2 / 4\pi) (\mathbf{E}' \times \mathbf{b}).$$

Раскрывая двойное векторное произведение, исключая слагаемые с произведениями плотностей тока и пользуясь тождеством

$$\mathbf{E}' = (\mathbf{E}' \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} + [\mathbf{b} \times (\mathbf{E}' \times \mathbf{b})],$$

решим полученную систему уравнений относительно плотности тока:

$$\begin{aligned} \mathbf{j} = & \frac{\omega_e^2}{4\pi v_e} (\mathbf{E}' \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} + \frac{\omega_e^2}{4\pi} \frac{v_e}{\Omega_e^2 + v_e^2} [\mathbf{b} \times (\mathbf{E}' \times \mathbf{b})] - \\ & - \frac{\omega_e^2}{4\pi} \frac{\Omega_e}{\Omega_e^2 + v_e^2} (\mathbf{E}' \times \mathbf{b}). \end{aligned} \quad (1.94)$$

Результат можно записать в виде

$$\mathbf{j} = \sigma_0 (\mathbf{E}' \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} + \sigma_{\Pi} [\mathbf{b} \times (\mathbf{E}' \times \mathbf{b})] - \sigma_{\chi} (\mathbf{E}' \times \mathbf{b}). \quad (1.95)$$

Полный ток удалось разбить на три составляющие: ток вдоль магнитного поля $\mathbf{j}_0 = \sigma_0 \mathbf{E}'_{\parallel}$, определяемый так называемой продольной проводимостью σ_0 ; ток $\mathbf{j}_{\Pi}$ вдоль компоненты электрического поля в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, определяемый проводимостью Педерсена σ_{Π} ; и, наконец, ток $\mathbf{j}_{\chi}$ в направлении, перпендикулярном как к электрическому, так и к магнитному полю, — ток Холла. Величины проводимостей легко найти из сопоставления (1.95) с развернутым выражением (1.94). В них не вошли параметры ионов, что обусловлено сделанными при выводе (1.94) пренебрежениями, основанными на неравенствах $m_e \ll m_i$, $v_{in} \ll v_{en}$, $V_i \approx V_n$. Фактически это означает пренебрежение ионной компонентой полного тока, и найденные проводимости соответствуют электронной компоненте тока.

Если отказаться от этих упрощений и учесть ионный ток, то выражения для проводимостей примут следующий вид:

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= n_e e^2 \left(\frac{1}{m_e v_e} + \frac{1}{m_i v_{in}} \right), \\ \sigma_{\Pi} &= n_e e^2 \left[\frac{v_e}{m_e (v_e^2 + \Omega_e^2)} + \frac{v_{in}}{m_i (v_{in}^2 + \Omega_i^2)} \right], \\ \sigma_{\chi} &= n_e e^2 \left[\frac{\Omega_e}{m_e (v_e^2 + \Omega_e^2)} - \frac{\Omega_i}{m_i (v_{in}^2 + \Omega_i^2)} \right]. \end{aligned} \quad (1.96)$$

Под полем $\mathbf{E}'$ в (1.95) в этом случае следует понимать поле в системе координат, связанной со всем газом в целом, т. е. в выражении для $\mathbf{E}'$ (1.91) вместо $\mathbf{V}_p$ следует брать среднemasовую скорость $\mathbf{V}$ всего газа в целом, включая нейтральный, определяемую уравнением (1.75). В этом случае $\mathbf{V}$ будет близка к скорости нейтрального газа $\mathbf{V}_n$, а динамо-поле $\mathbf{E}_d = (1/c)(\mathbf{V} \times \mathbf{B})$ будет представлять собой поле, индуцируемое движением проводящего атмосферного газа поперек магнитного поля.

При высокой частоте соударений

$$v_{\alpha} \gg \Omega_{\alpha} \quad (1.97)$$

величины проводимостей удовлетворяют соотношению

$$\sigma_0 \approx \sigma_{\perp} \gg \sigma_{\chi} \quad (1.98)$$

и

$$\mathbf{j} \approx \sigma_0 \mathbf{E}', \quad (1.99)$$

т. е. ток течет по направлению $\mathbf{E}'$ и среда представляет собою изотропный проводник. Соотношение (1.97) реализуется в самой нижней части ионосферы ($h \leq 80$ км), в так называемой области коротких пробегов. Сила Лоренца при этом мала по сравнению с силой трения, время свободного пробега частиц мало по сравнению с периодом гиромангнитного вращения. Соударениями частица сбивается с орбиты раньше, чем успеет сделать один или несколько оборотов, и поэтому эффекты геомагнитного поля, связанные с гиромангнитным вращением, выражены очень слабо.

В противоположном случае, когда частота соударений мала:

$$\nu_{\alpha} \ll \Omega_{\alpha}, \quad (1.100)$$

т. е. в замагниченной плазме, в области длинных пробегов ($h \geq 150$ км), сила Лоренца является преобладающей, частица между двумя соударениями успевает сделать много оборотов по орбите, характер движения определяется в первую очередь магнитным полем. В этой области

$$\sigma_0 \gg \sigma_{\perp}, \quad \sigma_{\chi} \rightarrow 0, \quad (1.101)$$

$$\mathbf{j} \approx \sigma_0 \mathbf{E}_{\parallel} = \mathbf{j}_{\parallel}, \quad (1.102)$$

т. е. ток в этом случае возможен только вдоль магнитного поля, продольная проводимость возрастает, педерсеновская падает, а холловские токи электронов и ионов оказываются равными и противоположно направленными (компенсируют друг друга) — плазма просто дрейфует поперек $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ со скоростью электрического дрейфа.

В ионосфере областью коротких пробегов является ее нижняя часть. На высотах менее 80 км влияние соударений на движение как электронов, так и ионов велико. Атмосфера в этой области является изотропным проводником с небольшой по ионосферным масштабам проводимостью. На больших высотах (в верхней части D -области и в E -области) электроны переходят в состояние замагниченности и силой Лоренца оказываются крепко соединенными с силовыми линиями магнитного поля. Для ионов же действие силы Лоренца остается еще слабым по сравнению с силой трения из-за их большой массы и малости гирочастоты ионов. Особенностью этого интервала высот является резко выраженное различие в поведении электронов и ионов. Ионный газ ведет себя как изотропный проводник, в котором ионы движутся в направлении электрического поля и определяют проводимость Педерсена и соответствующий педерсеновский ток; электроны связаны с магнитным полем, под действием электрического поля они дрейфуют

поперек **E** и **B** и определяют ионосферную проводимость Холла, ими главным образом создается холловский ток.

На высоте порядка 150 км ионы переходят в состояние замагниченности. Их участие в дрейфовом движении резко снижает суммарную проводимость Холла. Высокая поперечная (относительно **B**) проводимость ионосферы поэтому ограничена сравнительно узким интервалом высот (примерно 80—130 км), где $v_e < \Omega_e$, $v_i > \Omega_i$; ниже проводимость мала из-за низкого уровня ионизации, выше — из-за равенства дрейфовых скоростей частиц противоположных знаков. Эта область высот, в которой сосредоточены горизонтальные ионосферные токи, называется *динамо-областью*, поскольку в ней эффективны динамо-поля, создающие горизонтальные токи увлечением ионов движущимся нейтральным газом даже без внешних электростатических полей.

Выше динамо-области преобладает продольная проводимость σ_0 , которая растет с высотой, поскольку суммарные частоты соударений убывают быстрее, чем концентрация плазмы. При стремлении $\sigma_0 \rightarrow \infty$ должно стремиться к нулю $E_{\parallel}$, т. е. силовые линии геомагнитного поля становятся электрически эквипотенциальными.

Плотность тока в (1.95) дана в векторной форме. Для практических расчетов целесообразно представить ее в проекциях на оси координат. Если воспользоваться декартовой системой с осью z вдоль магнитного поля, то для компонент тока из (1.95) следует

$$j_x = \sigma_{\Pi} E'_x - \sigma_X E'_y, \quad j_y = \sigma_X E'_x + \sigma_{\Pi} E'_y, \quad j_z = \sigma_0 E'_z, \quad (1.103)$$

или

$$\mathbf{j} = \hat{\sigma} \mathbf{E}' \quad (1.104)$$

с тензором $\hat{\sigma}$, равным

$$\hat{\sigma} = \begin{vmatrix} \sigma_{\Pi} & -\sigma_X & 0 \\ \sigma_X & \sigma_{\Pi} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{vmatrix}. \quad (1.105)$$

1.2.7. Влияние границ на проводимость плазмы

Выше рассматривалась безграничная плазма. Наличие границ между тем может существенно изменить характер возникающих в ней токов. Рассмотрим в виде примера ситуацию, реализующуюся в экваториальной ионосфере. Воспользуемся, как и выше, системой координат с осью z вдоль магнитного поля (на экваторе оно горизонтально и направлено к северу). Пусть электрическое поле тоже горизонтально и перпендикулярно **B**, направим его к востоку вдоль оси y (рис. 1.5). Ось x при этом повернется вертикально вверх. В соответствии с (1.103) в отсутствие границ компонентами тока будут (штрихи у E далее опускаем):

$$j_{x0} = -\sigma_X E_y, \quad j_{y0} = \sigma_{\Pi} E_y, \quad j_z = 0.$$

Из-за наличия у ионосферы горизонтальных границ вертикальный ток j_x не может возникнуть. Перенос зарядов в этом направлении и накопление их на границах вызовет появление поля поляризации E_{px} , действующего вдоль оси x , такого, чтобы вызванный им ток Педерсена $j'_x = \sigma_{\Pi} E_{px}$ скомпенсировал бы действие первичного поля и свел бы результирующий вертикальный ток к нулю:

$$j_x = j_{x0} + j'_x = -\sigma_X E_y + \sigma_{II} E_{px} = 0.$$

Поле поляризации отсюда должно быть равно

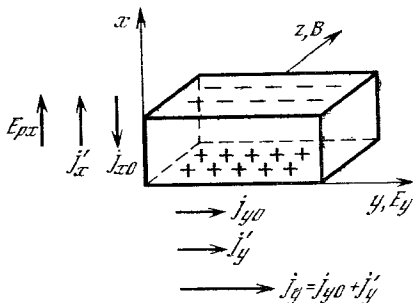
$$E_{p_x} = (\sigma_X/\sigma_Y)E_y. \quad (4.106)$$

Но это же поле создаст дополнительный холловский ток вдоль оси y , т. е. вдоль первоначального электрического поля, равный

$$j'_y = \sigma_X E_{px} = (\sigma_X^2 / \sigma_{\Pi}) E_y,$$

И тогда ток вдоль первоначального электрического поля будет

$$j_y = j_{y0} + j'_y = \sigma_{\Pi} [1 + (\sigma_X/\sigma_{\Pi})^2] E_y = \sigma_K E_y. \quad (1.107)$$



Запрет на возникновение вертикального тока, созданный границами плазмы, привел к увеличению проводимости вдоль электрического поля до мости Каулинга

Рис. 1.5. Поляризация плазмы при наличии непроводящей нижней границы

$$\sigma_K = \sigma_\Pi [1 + (\sigma_X/\sigma_\Pi)^2]. \quad (1.108)$$

Увеличению проводимости, связанному с переходом от проводимости Педерсена к проводимости Каулинга, соответствуют аномальные свойства экваториальной ионосферы. Повышенная проводимость ионосферы в районе, где силовые линии геомагнитного поля горизонтальны, создает предпосылки для возникновения экваториальной токовой струи, существование которой подтверждается рядом хорошо наблюдаемых эффектов, в первую очередь аномальным возрастанием уровня геомагнитных вариаций.

Усиление тока j_y определяется величиной отношения

$$\sigma_X/\sigma_\Pi = E_{px}/E_y.$$

В области высот, где $\Omega_e \gg \nu_e$, а $\Omega_i \ll \nu_i$, отношение σ_X/σ_{II} можно записать в виде

$$\frac{\sigma_X}{\sigma_\Pi} = \frac{v_i}{\Omega_j} \frac{1}{1 + \psi}, \quad \psi = \frac{v_i v_e}{\Omega_j \Omega_e} \quad (1.108a)$$

Нетрудно убедиться, что отношение σ_X/σ_Π велико в узкой полосе высот посередине динамо-области и быстро убывает с удалением от нее в обе стороны. Это определяет высотный интервал, в котором существует экваториальная электроструя.

1.3. Волны в плазме

Под волной принято понимать процесс распространения возмущений в среде, происходящий с конечной скоростью и сопровождающийся переносом энергии.

В плазме возможно распространение волн двух типов, называемых *электромагнитными* и *электростатическими*. Волны первого типа переносят главным образом энергию электромагнитного поля. Поле волны в этом случае перпендикулярно (или близко к перпендикулярно) к направлению распространения. Оно вызывает движение заряженных частиц также в направлении, перпендикулярном к направлению распространения. Электромагнитная волна, таким образом, является поперечной или квазипоперечной, она не сопровождается сжатием плазмы. Волны второго типа переносят в основном энергию сжатия заряженных компонент плазмы и электрическую энергию. Электрическое поле волны и движение частиц в ней направлены вдоль направления распространения. Электростатическая волна, таким образом, является продольной. В волне первого типа преобладает действие электромагнитной индукции, а в волне второго типа — действие электростатического поля, связанного с разделением зарядов. Это отражено в названиях типов волн.

Возмущение, переносимое волной, может быть разной интенсивности. Если интенсивность настолько велика, что приход волны меняет свойства среды, то волна может перейти в ударную. Ее различные фазы распространяются с различной скоростью: фаза сжатия газа движется с большей скоростью, чем фаза разрежения. В процессе распространения изменяется форма волны, переход от фазы сжатия к фазе разрежения становится все более пологим, а от разрежения к сжатию — все более резким. В результате приход волны воспринимается как скачок давления, удар. В дальнейшем ограничимся рассмотрением волн с малой амплитудой, приход которых не меняет свойства среды. Независимость свойств среды от существования волн позволяет использовать принцип суперпозиции: с приходом нескольких волн конечный эффект определяется результатом наложения эффектов, создаваемых отдельными волнами.

1.3.1. Преобразования Фурье и Лапласа

Для плоской монохроматической волны мы будем использовать запись

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp [i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)], \quad (1.109)$$

предполагающую, что мгновенным значениям величины $\mathbf{E}$ или ка-

кой-либо другой соответствует действительная часть написанного справа комплексного выражения. Здесь ω — частота волны; $\mathbf{r}$ — радиус-вектор; $\mathbf{k}$ — волновой вектор, направленный вдоль направления распространения волны и по модулю равный

$$k = \omega/u_{\phi} = 2\pi/\lambda, \quad (1.110)$$

где u_{ϕ} и λ — *фазовая скорость* и длина волны. Колебание может обладать начальной фазой, которую можно ввести в E_0 , считая, что модулю E_0 соответствует амплитуда колебания, а аргументу — начальная фаза.

Волны более сложной формы, чем (1.109), могут быть представлены суммой плоских монохроматических волн или интегралом от тригонометрических или показательных функций. Для достаточно широкого класса функций справедливо соотношение (теорема Фурье)

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) \exp[-i\omega(t-\tau)] d\tau, \quad (1.111)$$

которое может быть записано в виде двухстороннего преобразования:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (1.112)$$

$$\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau. \quad (1.113)$$

Сложная функция $f(t)$ называется оригиналом, функция $\tilde{f}(\omega)$ — спектром или фурье-образом. Переход от оригинала к образу называется *преобразованием Фурье*, а переход от образа к оригиналу — обратным преобразованием. Величина $\tilde{f}(\omega)$ имеет смысл плотности амплитуд простых волн (1.109) в единичном интервале частот $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$. Четырехкратное преобразование Фурье, примененное к функции четырех переменных, например координат и времени, позволяет представить пространственно-временную зависимость волны сложной формы как результат суперпозиции плоских монохроматических волн:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] d\mathbf{k} d\omega, \quad (1.114)$$

плотность амплитуд которых определяется соотношением:

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp[-i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] d\mathbf{r} dt. \quad (1.115)$$

Здесь под $d\mathbf{r}$ и $d\mathbf{k}$ понимаются элементы объема в пространствах

векторов $\mathbf{r}$ и $\mathbf{k}$ (но не приращения векторов!), т. е.

$$d\mathbf{r} = dx dy dz, \quad d\mathbf{k} = dk_x dk_y dk_z. \quad (1.116)$$

Выполнение преобразования Фурье может оказаться затруднительным, если величины ω или $\mathbf{k}$ комплексные. При этом интеграл (1.113) может стать расходящимся. Преобразование Фурье в этом случае заменяют родственным ему преобразованием Лапласа, в котором образом является функция

$$\tilde{f}(\omega') = \int_0^{\infty} f(t) e^{i\omega' t} dt, \quad (1.117)$$

где $\omega' = \omega + i\gamma$; ω и γ — действительные величины, а обратным преобразованием

$$f(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma - i\infty}^{\gamma + i\infty} \tilde{f}(\omega') e^{-i\omega' t} d\omega'. \quad (1.118)$$

Преобразования Фурье—Лапласа обладают тем достоинством, что более сложным дифференциальным соотношениям между функциями (оригиналами) соответствуют более простые алгебраические соотношения между преобразованными функциями (образами). Решение сложных задач при этом может быть выполнено по схеме: переход от оригинальных функций к их образам, составление и решение более простых уравнений, связывающих образы, т. е. получение образа решения и переход от него к самому решению.

В качестве примера применения преобразования Фурье рассмотрим преобразование δ -функции, обладающей следующими свойствами:

$$\delta(x) = 0 \text{ при } x \neq 0; \quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1. \quad (1.119)$$

Заменяя x на t , получим

$$\tilde{\delta}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) e^{i\omega t} dt = 1, \quad (1.120)$$

и, следовательно,

$$\delta(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} d\omega. \quad (1.121)$$

Результат может рассматриваться как определение δ -функции. Функция четная, ее значение не меняется при замене x на $-x$ или i на $-i$.

Выше в качестве величины, подвергаемой преобразованию Фурье, или в качестве волны сложной формы, составляемой из

более простых плоских монохроматических волн, фигурировало изменение электрического поля E . Рассмотрим, как преобразуется при этом энергия, переносимая волной. Пространственная плотность энергии электрического поля определяется квадратом модуля E , равным произведению комплексно-сопряженных величин $E \cdot E^*$. Средняя энергия, переносимая волной, пропорциональна среднему по времени произведению $E \cdot E^*$:

$$W \sim \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} E(t) E^*(t) dt. \quad (1.122)$$

Выразим в интеграле поля $E(t)$ и $E^*(t)$ через их фурье-образы:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad E^*(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}^*(\omega') e^{i\omega' t} d\omega' \quad (1.123)$$

и выполним интегрирование по времени. Пользуясь (1.121), получим

$$\int_{-T/2}^{T/2} \exp[-i(\omega - \omega')t] dt = 2\pi \delta(\omega - \omega'). \quad (1.124)$$

Выполняя интегрирование по ω' , заметим, что подынтегральное выражение обращается в 0, если $\omega' \neq \omega$, и, следовательно,

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} E(t) E^*(t) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) \tilde{E}^*(\omega) d\omega. \quad (1.125)$$

Средняя переносимая волною энергия распалась на компоненты, зависящие от частоты. Полученный результат часто называют *теоремой Парсеваля*. Обозначим

$$\tilde{S}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \tilde{E}(\omega) \tilde{E}^*(\omega). \quad (1.126)$$

Величина $\tilde{S}(\omega)$, называемая *спектральной плотностью*, характеризует энергию, переносимую в единичном интервале частот $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$. Таким образом,

$$W \sim \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}(\omega) d\omega. \quad (1.127)$$

Со спектральной плотностью тесно связана *автокорреляционная функция*, определяемая как

$$C(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} E(t) E^*(t + \tau) dt. \quad (1.128)$$

Эта функция дает корреляцию между величинами при заданном смещении аргумента, точнее — зависимость корреляции от величины смещения. Если изучаемая величина содержит какую-то периодичность, то функция $C(\tau)$ будет максимальна при значении аргумента, равном периоду. Автокорреляционная функция связана со спектральной плотностью. Эту связь можно установить, выразив функции $E(t)$ и $E^*(t + \tau)$ в (1.128) через их фурье-образы.

Меняя порядок интегрирования и поступая далее, как в предыдущем случае, найдем, что

$$C(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega, \quad (1.129)$$

т. е. автокорреляционная функция и спектральная плотность связаны преобразованием Фурье. Пользуясь теоремой Фурье (1.111), получаем

$$\tilde{S}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} C(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau. \quad (1.130)$$

Преобразование Лапласа дало бы вместо (1.126) для спектральной плотности значение

$$\tilde{S}(\omega) = \lim_{\gamma \rightarrow 0} 2\gamma E(\omega') E^*(\omega'^*)_{\gamma} \quad (1.131)$$

где γ — мнимая часть комплексной частоты $\omega' = \omega + i\gamma$.

1.3.2. Дисперсия, групповая скорость, показатель преломления, отсечки и резонансы

Волна сложной формы, которая преобразованием Фурье может быть разложена на множество плоских монохроматических волн, будет распространяться с той же скоростью, что и ее отдельные фурье-компоненты, только если фазовые скорости всех компонент одинаковы, т. е. отсутствует дисперсия. При наличии *дисперсии* — зависимости фазовой скорости фурье-компонент от частоты, эквивалентной зависимости волнового вектора $\mathbf{k}$ от частоты, форма волны при ее распространении будет меняться. Под скоростью волны в этом случае понимается так называемая *групповая скорость* — скорость движения фурье-компоненты, имеющей максимальную амплитуду и переносящей максимум энергии. Эта скорость определяется из условия постоянства разности фаз между соседними фурье-компонентами при распространении. Ее составляющие по координатным осям равны

$$u_{гр,x} = \partial\omega/\partial k_x, \quad u_{гр,y} = \partial\omega/\partial k_y, \quad u_{гр,z} = \partial\omega/\partial k_z. \quad (1.132)$$

Сокращенно (1.132) записывают в векторном виде:

$$\mathbf{u}_{гр} = \partial\omega/\partial \mathbf{k}. \quad (1.133)$$

Часто вместо фазовой скорости условия распространения фурье-компонент характеризуют *показателем преломления*, равным отношению скорости света к фазовой скорости волны:

$$N = c/u_{\phi} = ck/\omega. \quad (1.134)$$

Выражая с помощью (1.133) и (1.134) групповую скорость через показатель преломления или его квадрат, получим

$$u_{\text{гр}} = c \left(N + \omega \frac{\partial N}{\partial \omega} \right)^{-1} = c \left(N + \frac{\omega}{2N} \frac{\partial N^2}{\partial \omega} \right)^{-1}. \quad (1.135)$$

Соотношение (1.135) подтверждает совпадение фазовой и групповой скоростей для случая отсутствия дисперсии, когда $\partial N / \partial \omega = 0$.

Стремление показателя преломления к бесконечности называют *резонансом*, стремление к нулю — *отсечкой*. Термин «резонанс» имеет тот смысл, что при резком увеличении показателя преломления фазовая скорость волны уменьшается настолько, что может быть равной или сравнимой со скоростью частиц. Это приводит к тому, что в системе координат, связанной с частицей, поле волны становится постоянным или во всяком случае медленно меняющимся, что в свою очередь приводит к интенсивному (резонансному) взаимодействию волны и частицы.

При падении показателя преломления до малых значений (отсечке) фазовая скорость возрастает, а групповая падает, поскольку из двух слагаемых в знаменателе (1.135) одно, содержащее производную, безгранично возрастает. Падение групповой скорости означает запрет на дальнейшее распространение энергии: волна отражается от области с $u_{\text{гр}} = 0$. Если квадрат показателя преломления, определяемый физическими условиями, падая, проходит через ноль, то после перехода через ноль показатель преломления, а вместе с ним и волновой вектор должны стать мнимыми. Распространение поля в виде волны при этом становится невозможным, поле экспоненциально затухает.

1.3.3. Волновое уравнение.

Диэлектрическая проницаемость плазмы

Поведение электромагнитных полей описывается уравнениями Максвелла

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \text{div } \mathbf{D} = 4\pi\rho, \\ \text{rot } \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \text{div } \mathbf{B} = 0, \end{aligned} \quad (1.136)$$

связывающими векторы $\mathbf{E}$, $\mathbf{D}$, $\mathbf{B}$ и $\mathbf{H}$ с источниками полей — токами $\mathbf{j}$ и зарядами ρ . Векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{D}$, $\mathbf{B}$ и $\mathbf{H}$ связаны между собой проницаемостями ϵ , μ , характеризующими электрическую и магнитную поляризуемость среды: $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$. В плазме поляризуемость отсутствует и соответственно исчезает разница между $\mathbf{E}$ и $\mathbf{D}$, $\mathbf{B}$ и $\mathbf{H}$. В дальнейшем поэтому оставим только векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$.

Свойства среды кроме поляризуемости проявляются и в характере связи тока с электрическим полем, описываемой проводимостью σ . Как мы видели в п. 1.2.6, проводимость в плазме может иметь тензорный характер из-за влияния внешнего магнитного поля. Поэтому в общем случае следует записать

$$\mathbf{j} = \widehat{\sigma} \mathbf{E}, \quad (1.137)$$

где $\widehat{\sigma}$ — тензор проводимости. Воспользовавшись (1.137), можно исключить ток из уравнений Максвелла и придать им вид, аналогичный уравнениям для диэлектрика. Преобразования Фурье позволяют в пределах линейности соотношений любое изменение во времени и в пространстве представить как наложение гармонических составляющих. Можно поэтому, не уменьшая общности, считать, что зависимость исследуемых величин от времени и пространства дается формой (1.109) и что, следовательно, первое уравнение Максвелла может быть записано как

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \widehat{\sigma} \mathbf{E} - \frac{i\omega}{c} \mathbf{E} = -i \frac{\omega \widehat{\varepsilon}}{c} \mathbf{E}, \quad (1.138)$$

где комплексная тензорная величина

$$\widehat{\varepsilon} = 1 + i4\pi\widehat{\sigma}/\omega \quad (1.139)$$

может быть принята за диэлектрическую проницаемость плазмы, ибо с ее введением уравнения Максвелла принимают такой же вид, как и в случае диэлектрика (при $\widehat{\varepsilon}$, не зависящей от t):

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \widehat{\varepsilon} \mathbf{E}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}. \quad (1.140)$$

Исключая из этой системы одно из полей, например $\mathbf{B}$, получим:

$$\text{rot rot } \mathbf{E} \equiv \text{grad div } \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E} = -\frac{\widehat{\varepsilon}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} \quad (1.141)$$

или, учитывая гармонический характер зависимости от координат и времени,

$$\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) - k^2 \mathbf{E} + \widehat{\varepsilon}(\omega^2/c^2) \mathbf{E} = 0. \quad (1.142)$$

В индексном координатном представлении это уравнение примет вид

$$(k_i k_j - k^2 \delta_{ij} + \varepsilon_{ij} \omega^2/c^2) E_j = 0, \quad (1.143)$$

где предполагается суммирование по повторяющимся в сомножителях индексам.

Уравнение (1.142), называемое *волновым*, определяет характер распространения электромагнитного поля. Все свойства среды в нем учитываются диэлектрической проницаемостью $\widehat{\varepsilon}$. Волновое уравнение имеет различный вид для поля $\mathbf{E}^l$, ориентированного параллельно вектору $\mathbf{k}$ (*продольная волна*), и для поля $\mathbf{E}^{tr}$, пер-

пендикулярного к $\mathbf{k}$ (поперечная волна). Для этих двух случаев оно запишется:

$$\widehat{\epsilon}^l (\omega^2/c^2) \mathbf{E}^l = 0, \quad (-k^2 + \widehat{\epsilon}^{tr} \omega^2/c^2) \mathbf{E}^{tr} = 0, \quad (1.144)$$

причем сами продольная и поперечная относительно $\mathbf{k}$ компоненты поля могут быть определены как

$$\mathbf{E}^l = \frac{1}{k^2} \mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}), \quad \mathbf{E}^{tr} = \mathbf{E} - \frac{1}{k^2} \mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) = \frac{1}{k^2} [\mathbf{k} \times (\mathbf{E} \times \mathbf{k})]. \quad (1.145)$$

Соответственно и тензор $\widehat{\epsilon}$ может быть представлен в виде суммы двух тензоров $\widehat{\epsilon}^l$ и $\widehat{\epsilon}^{tr}$.

Из того, что $\text{rot } \mathbf{E}^l = \mathbf{k} \times \mathbf{E}^l = 0$ и $\text{div } \mathbf{E}^l = \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}^l$, следует, что поле $\mathbf{E}^l$ в продольной волне безвихревое, но с отличной от нуля дивергенцией, т. е. оно создается пространственными зарядами, плотность которых $\rho = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}^l)$. Продольная волна на этом основании часто называется *электростатической*. Поле в поперечной волне вихревое, бездивергентное, оно создается изменениями магнитного поля. Волна с поперечным полем является *электромагнитной*.

1.3.4. Проводимость плазмы в переменном электрическом поле

Ранее, в п. 1.2.6, мы получили выражения для компонент тензора проводимости плазмы в стационарном электрическом поле. Откажемся теперь от предположения о стационарности, будем считать электрическое поле и вызванный им ток меняющимися по гармоническому закону (1.109). Пренебрежем действием градиента давления и, следовательно, эффектами сжимаемости, которые учтем позже при рассмотрении электростатических волн; это соответствует приближению холодной плазмы. Из уравнения для электронного тока в плазме (1.79) при этом получим:

$$(\nu_e - i\omega) \mathbf{j} + \frac{e}{m_e c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = \frac{n_e e^2}{m_e} \mathbf{E}'. \quad (1.146)$$

Из сравнения с (1.90) видно, что учет нестационарности привел к замене в уравнении частоты соударений ν_e на величину $\nu_e - i\omega$ или, что эквивалентно, к замене ν_e на $-i\omega'$, где

$$\omega' = \omega + i\nu_e. \quad (1.147)$$

Мы можем записать теперь закон Ома для случая переменного поля в форме, аналогичной (1.95):

$$\mathbf{j} = \sigma_0 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} + \sigma_1 [\mathbf{b} \times (\mathbf{E} \times \mathbf{b})] + \sigma_2 (\mathbf{E} \times \mathbf{b}), \quad (1.148)$$

а выражения для проводимостей найдем из (1.96), заменив там ν_a

на $-i\omega'_\alpha$, где $\omega'_\alpha = \omega + i\nu_\alpha$:

$$\begin{aligned}\sigma_0 &= i \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha} e^2}{m_{\alpha} \omega_{\alpha}}, \\ \sigma_1 &= i \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha} e^2}{m_{\alpha}} \frac{\omega'_{\alpha}}{(\omega'^2_{\alpha} - \Omega_{\alpha}^2)}, \\ \sigma_2 &= \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{\Omega_e}{\omega_e'^2 - \Omega_e^2} - \sum_{\alpha \neq e} \frac{n_{\alpha} e^2}{m_{\alpha}} \frac{\Omega_{\alpha}}{(\omega'^2_{\alpha} - \Omega_{\alpha}^2)}.\end{aligned}\quad (1.149)$$

Суммирование ведется по всем сортам частиц, ионы считаются положительными однозарядными, $\Omega_{\alpha}, \Omega_e > 0$. Более строго выражения (1.148) и (1.149) можно получить непосредственно из (1.76). Слагаемые в (1.148) дают компоненты тока вдоль магнитного поля, вдоль проекции электрического поля в плоскости, перпендикулярной магнитному, и в направлении, перпендикулярном к обоим полям.

Выражение (1.148) дано в векторной форме. Для выполнения расчетов его целесообразно представить в проекциях на оси координат. В системе координат с осью z вдоль магнитного поля соотношение между электрическим полем и током определится тензором

$$\hat{\sigma} = \begin{vmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & 0 \\ -\sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{vmatrix}. \quad (1.150)$$

Выражения для σ_1 и σ_2 , приведенные в (1.149) в виде суммы дробей с разностями квадратов в знаменателях, можно преобразовать, представив их как суммы и разности однотипных слагаемых:

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= i \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha} e^2}{2m_{\alpha}} \left(\frac{1}{\omega'_{\alpha} - \Omega_{\alpha}} + \frac{1}{\omega'_{\alpha} + \Omega_{\alpha}} \right), \\ \sigma_2 &= \frac{n_e e^2}{2m_e} \left(\frac{1}{\omega'_e - \Omega_e} - \frac{1}{\omega'_e + \Omega_e} \right) - \sum_{\alpha \neq e} \frac{n_{\alpha} e^2}{2m_{\alpha}} \left(\frac{1}{\omega'_{\alpha} - \Omega_{\alpha}} - \frac{1}{\omega'_{\alpha} + \Omega_{\alpha}} \right).\end{aligned}\quad (1.151)$$

При частоте соударений, не равной нулю, все элементы тензора оказались комплексными числами. Колебания тока и электрического поля, следовательно, происходят не в фазе. При малой частоте соударений проводимости σ_0 и σ_1 близки к чисто мнимым, колебания тока отстают от колебаний электрического поля.

При расчетах может оказаться целесообразным использование иначе ориентированной системы координат, например системы, где ось z составляет угол θ с магнитным полем. Повернем ось y так, чтобы вектор магнитного поля оказался в плоскости yz . Компонентами единичного вектора $\mathbf{b}$ при этом будут:

$$\mathbf{b} = (0, \sin \theta, \cos \theta). \quad (1.152)$$

Уравнение (1.148) позволяет с помощью (1.152) найти проекции тока j_x, j_y, j_z в зависимости от компонент E_x, E_y, E_z . Коэффициенты уравнений, связывающих эти величины, образуют тензор

$$\hat{\sigma} = \begin{vmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 \cos \theta & -\sigma_2 \sin \theta \\ -\sigma_2 \cos \theta & \sigma_0 \sin^2 \theta + \sigma_1 \cos^2 \theta & (\sigma_0 - \sigma_1) \sin \theta \cos \theta \\ \sigma_2 \sin \theta & (\sigma_0 - \sigma_1) \sin \theta \cos \theta & \sigma_0 \cos^2 \theta + \sigma_1 \sin^2 \theta \end{vmatrix}, \quad (1.153)$$

переходящий при $\theta = 0$ в тензор (1.150).

1.3.5. Тензор диэлектрической проницаемости плазмы

Зная компоненты тензора проводимости (1.150) или (1.153), можно найти и соответствующие им компоненты диэлектрической проницаемости. В системе координат с осью z вдоль магнитного поля сопоставление (1.139) и (1.150) дает

$$\hat{\epsilon} = \begin{vmatrix} \epsilon & ig & 0 \\ -ig & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{vmatrix}, \quad (1.154)$$

где

$$\begin{aligned} \epsilon &= 1 + i \frac{4\pi\sigma_1}{\omega} = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}^2 \omega'_{\alpha}}{\omega (\omega'^2_{\alpha} - \Omega_{\alpha}^2)}, \\ g &= \frac{4\pi\sigma_2}{\omega} = \frac{\omega_e^2 \Omega_e}{\omega (\omega_e'^2 + \Omega_e^2)} - \sum_{\alpha \neq e} \frac{\omega_{\alpha}^2 \Omega_{\alpha}}{\omega (\omega_{\alpha}'^2 - \Omega_{\alpha}^2)}, \\ \eta &= 1 + i \frac{4\pi\sigma_0}{\omega} = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}^2}{\omega \omega_{\alpha}}. \end{aligned} \quad (1.155)$$

Суммирование, как и прежде, ведется по всем сортам заряженных частиц.

Пользуясь выражением (1.151), можно компоненты ϵ и g выразить через суммы и разности одинаковых дробей:

$$\begin{aligned} \epsilon &= 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}^2}{2\omega} \left(\frac{1}{\omega'_{\alpha} - \Omega_{\alpha}} + \frac{1}{\omega'_{\alpha} + \Omega_{\alpha}} \right), \\ g &= \frac{\omega_e^2}{2\omega} \left(\frac{1}{\omega'_e - \Omega_e} - \frac{1}{\omega'_e + \Omega_e} \right) - \sum_{\alpha \neq e} \frac{\omega_{\alpha}^2}{2\omega} \left(\frac{1}{\omega'_{\alpha} - \Omega_{\alpha}} - \frac{1}{\omega'_{\alpha} + \Omega_{\alpha}} \right). \end{aligned} \quad (1.156)$$

При малой частоте соударений, когда можно положить $\omega'_{\alpha} = \omega$, и для двухкомпонентной плазмы (электроны и один сорт ионов) можно упростить выражения для компонент тензора $\hat{\epsilon}$

до вида

$$\varepsilon = 1 - \omega_e^2 \frac{\omega^2 - \Omega_e \Omega_i}{(\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - \Omega_i^2)},$$

$$g = \omega_e^2 \frac{\omega \Omega_e}{(\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - \Omega_i^2)}, \quad \eta = 1 - \frac{\omega_e^2}{\omega^2}, \quad (1.157)$$

где принято во внимание, что $\omega_i^2 \Omega_e = \omega_e^2 \Omega_i$, и отброшены малые слагаемые. Приведем некоторые соотношения между элементами тензора, вытекающие из этих выражений, которые могут оказаться полезными при расчетах:

$$\varepsilon + g = 1 + \frac{\omega_e^2}{(\Omega_e + \omega)(\Omega_i - \omega)}, \quad \varepsilon - g = 1 + \frac{\omega_e^2}{(\Omega_e - \omega)(\Omega_i + \omega)}, \quad (1.158)$$

$$\varepsilon^2 - g^2 = \frac{\omega^4 - \omega^2(\Omega_e^2 + 2\omega_e^2) + (\Omega_e \Omega_i + \omega_e^2)^2}{(\Omega_e^2 - \omega^2)(\Omega_i^2 - \omega^2)}, \quad (1.159)$$

$$\varepsilon = \frac{\omega^4 - \omega^2(\Omega_e^2 + \omega_e^2) + \Omega_e \Omega_i(\Omega_e \Omega_i + \omega_e^2)}{(\Omega_e^2 - \omega^2)(\Omega_i^2 - \omega^2)}, \quad (1.160)$$

$$\frac{\varepsilon^2 - g^2}{\varepsilon} = \frac{\omega^4 - \omega^2(\Omega_e^2 + 2\omega_e^2) + (\Omega_e \Omega_i + \omega_e^2)^2}{\omega^4 - \omega^2(\Omega_e^2 + \omega_e^2) + \Omega_e \Omega_i(\Omega_e \Omega_i + \omega_e^2)}. \quad (1.161)$$

Для системы координат с осью $\hat{z}$, повернутой на угол θ относительно магнитного поля, из (1.139) и (1.153) для компонент тензора проницаемости будем иметь:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{vmatrix} \varepsilon & ig \cos \theta & -ig \sin \theta \\ -ig \cos \theta & \eta - (\eta - \varepsilon) \cos^2 \theta & (\eta - \varepsilon) \sin \theta \cos \theta \\ ig \sin \theta & (\eta - \varepsilon) \sin \theta \cos \theta & \eta - (\eta - \varepsilon) \sin^2 \theta \end{vmatrix}. \quad (1.162)$$

1.3.6. Дисперсионное уравнение

Волновое уравнение (1.142), определяющее условия распространения электромагнитного поля, является векторным уравнением, которому соответствует система скалярных (1.143). Эта система линейных однородных алгебраических уравнений имеет нетривиальное, отличное от нулевого решение только при определенном соотношении между величиной волнового вектора и частотой или показателем преломления и частотой (дисперсии), которое можно найти из условия равенства нулю определителя системы (1.143). Это условие называют *дисперсионным уравнением*.

Воспользуемся системой координат с осью z вдоль направления распространения волны и осью y в плоскости векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{B}$. Проводимость плазмы в такой системе определяется тензором (1.153), а диэлектрическая проницаемость — тензором (1.162).

В проекциях на оси этой системы координат уравнение (1.142) принимает вид

$$\begin{aligned} (\varepsilon - N^2)E_x + ig \cos \theta E_y - ig \sin \theta E_z &= 0, \\ -ig \cos \theta E_x + [\eta - (\eta - \varepsilon) \cos^2 \theta - N^2]E_y + \\ + (\eta - \varepsilon) \sin \theta \cos \theta E_z &= 0, \\ ig \sin \theta E_x + (\eta - \varepsilon) \sin \theta \cos \theta E_y + \\ + [\eta - (\eta - \varepsilon) \sin^2 \theta]E_z &= 0. \end{aligned} \quad (1.163)$$

Условием разрешимости этой системы является равенство нулю ее определителя, которое приводит к биквадратному дисперсионному уравнению, определяющему зависимость показателя преломления от компонент тензора диэлектрической проницаемости, т. е. от свойств среды, и от частоты волны:

$$(\varepsilon \sin^2 \theta + \eta \cos^2 \theta)N^4 - [2\varepsilon\eta + (\varepsilon^2 - g^2 - \varepsilon\eta) \sin^2 \theta]N^2 + (\varepsilon^2 - g^2)\eta = 0. \quad (1.164)$$

Его решение имеет вид

$$N^2 = \frac{2\varepsilon\eta + (\varepsilon^2 - g^2 - \varepsilon\eta) \sin^2 \theta \pm [4\eta^2 g^2 \cos^2 \theta + (\varepsilon^2 - g^2 - \varepsilon\eta)^2 \sin^4 \theta]^{1/2}}{2\varepsilon \sin^2 \theta + 2\eta \cos^2 \theta}. \quad (1.165)$$

Получено два значения для N^2 , что означает возможность существования двух волн с двумя различными скоростями распространения, зависящими как от частоты, поскольку все элементы тензора диэлектрической проницаемости являются функциями частоты, так и от угла θ между направлением распространения волны и магнитным полем.

1.3.7. Электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля. Поляризация волн

Рассмотрим волну, распространяющуюся вдоль магнитного поля. Для нее $\theta = 0$, и из системы волновых уравнений (1.163) выпадают члены с E_z . Уравнения (1.163) в этом случае определяют распространение только поперечной электромагнитной волны. Из (1.165) при $\theta = 0$ имеем

$$N^2 = \varepsilon \pm g. \quad (1.166)$$

Примем за характеристику *поляризации* волны величину

$$R = E_x/E_y. \quad (1.167)$$

Ее можно определить, например, из первого уравнения системы (1.163). Для рассматриваемого случая ($\theta = 0$)

$$R = -ig/(\varepsilon - N^2), \quad (1.168)$$

что вместе с (1.166) дает

$$R = \pm i. \quad (1.169)$$

При действительном R компоненты E_x и E_y менялись бы в фазе, т. е. волна была бы линейно поляризована. Комплексное или мнимое R означает различие в фазах колебаний компонент, т. е. волну с эллиптической или круговой поляризацией. Если смотреть по ходу волны, которую мы считаем распространяющейся вдоль магнитного поля, то при положительной мнимой части R вектор E будет вращаться против часовой стрелки, в положительном квадранте — влево. Такая волна называется левополяризованной, ей соответствует верхний знак плюс в уравнениях (1.165), (1.166) и (1.169). Знак минус соответствует правой волне.

Воспользовавшись соотношениями (1.158), можно написать для левой и правой волн:

$$N_L^2 = 1 + \frac{\omega_e^2}{(\Omega_e + \omega)(\Omega_i - \omega)}, \quad (1.170)$$

$$N_R^2 = 1 + \frac{\omega_e^2}{(\Omega_e - \omega)(\Omega_i + \omega)}.$$

Альвеновские волны. При очень малых частотах ($\omega \ll \Omega_i$) оба показателя преломления стремятся к одному и тому же пределу:

$$N^2 = \omega_e^2 / \Omega_e \Omega_i = 4\pi n_e m_i c^2 / B^2 = c^2 / u_A^2, \quad (1.171)$$

соответствующему распространению волны с фазовой скоростью, равной альвеновской скорости

$$u_\phi = u_A = B / \sqrt{4\pi\rho}, \quad (1.172)$$

где $\rho = n_e m_i$. В условиях ионосферы и магнитосферы Земли $u_A \ll c$ и, следовательно, $N^2 \gg 1$. Отсутствие дисперсии в пределе низких частот означает, что волна любой формы, т. е. любое дополнительное поле, перпендикулярное к внешнему магнитному и изменяющееся достаточно медленно ($\omega \ll \Omega_i$), будет распространяться вдоль внешнего поля с альвеновской скоростью.

Механизм возникновения волны Альвена состоит в том, что если где-то возникло искривление магнитного поля и энергия поля перестала быть минимальной, то максвелловские натяжения будут стремиться распрямить силовую линию, вернуть магнитному полю форму, соответствующую минимуму магнитной, т. е. потенциальной, энергии. Однако вследствие принципа вмороженности силовые линии увлекут за собой связанную с ними плазму и приобретут поэтому инертность. Искривление силовой линии (примем для простоты, что в стационарном состоянии силовая линия на рассматриваемом участке близка к прямой) вызовет движение плазмы под действием электрического поля волны. Само же электрическое поле возникает потому, что искривление силовой

линии вызывает изменение магнитного потока и создает соответствующее электрическое поле индукции.

Диапазон очень низких частот (ОНЧ). Рассмотрим теперь случай, когда частота волны ω еще мала, но уже сопоставима с Ω_i . Это соответствует так называемому диапазону ОНЧ-волн. При увеличении частоты показатели преломления N_L и N_R отходят от значений, соответствующих альвеновским волнам.

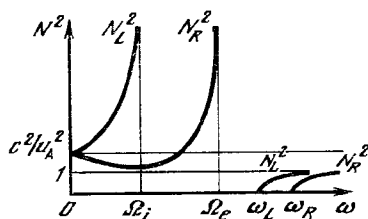
Переписав (1.170) в виде

$$N_L^2 = 1 + \frac{\omega_e^2}{\Omega_e \Omega_i - \omega (\Omega_e - \Omega_i) - \omega^2}, \quad (1.173)$$

$$N_R^2 = 1 + \frac{\omega_e^2}{\Omega_e \Omega_i + \omega (\Omega_e - \Omega_i) - \omega^2},$$

убеждаемся, что с ростом частоты ω от рассмотренных выше малых значений N_L^2 будет монотонно возрастать, стремясь к беско-

Рис. 1.6. Зависимости показателей преломления левополяризованной (обыкновенной) и правополяризованной (необыкновенной) волн от частоты при распространении вдоль магнитного поля [14]



нечности и смене знака при $\omega = \Omega_i$ (ионно-циклотронный резонанс), а N_R^2 сначала понизится, пройдет через минимум и далее будет возрастать, стремясь к переходу через бесконечность при $\omega = \Omega_e$ (электронно-циклотронный резонанс) (рис. 1.6). Левая волна (L -волна) в этом диапазоне называется *ионно-циклотронной*, а правая (R -волна) — *свистовой* (см. ниже).

Обе волны могут существовать на частотах ниже ионной gyro-частоты Ω_i . В интервале между Ω_i и Ω_e может существовать только правая волна.

Для правой (свистовой) волны при $\Omega_i < \omega < \Omega_e$ из (1.173) следует

$$N_R^2 \approx \frac{\omega_e^2}{\omega (\Omega_e - \omega)}. \quad (1.174)$$

Групповая скорость сигнала при этом определится с помощью (1.135):

$$u_{гр} = \frac{2c}{\omega_e \Omega_e} \sqrt{\omega (\Omega_e - \omega)^3}. \quad (1.175)$$

Волны рассматриваемого типа возбуждаются молниевыми разрядами в атмосфере. Пройдя через ионосферу и попав в магнито-

сферу, они распространяются там в направлении, близком к силовой линии магнитного поля, и доходят до противоположного полушария. Дисперсия приводит к тому, что пакет волн, возникший как импульс в момент молниевых разряда, в конце пути растянется; различным спектральным компонентам понадобится для пробега разное время, и в пришедшем сигнале частота будет меняться со временем. При прослушивании такой сигнал воспринимается как свист, что и послужило поводом назвать свистом правую волну, распространяющуюся вдоль магнитного поля. Частота, соответствующая сигналу, распространяющемуся с наибольшей групповой скоростью, называется *носовой*, она равна $\Omega_e/4$, а соответствующая ей групповая скорость

$$u_{\text{гр}}^{\text{max}} = \frac{3\sqrt{3}}{8} c \frac{\Omega_e}{\omega_e}. \quad (1.176)$$

Измерения времени пробега сигнала по силовой линии из одного полушария в другое $t = \int_s (ds/u_{\text{гр}})$, его носовой частоты и дисперсии могут быть использованы для одновременной оценки плазменной частоты ω_e (при заданном законе распределения ее вдоль s), а следовательно, концентрации электронов, и гирочастоты Ω_e , т. е. магнитного поля и соответственно силовой линии, по которой прошел исследуемый сигнал и к которой следует отнести измеренное значение концентрации.

В каком-то интервале частот на частотах выше электронной гирочастоты не может распространяться не только левая, но и правая волна; плазма полностью непрозрачна для электромагнитных волн.

Диапазон высоких частот. При очень высоких частотах плазма вновь становится прозрачной для электромагнитных волн (рис. 1.6). Для высокочастотной области выражения для показателей преломления (1.170) могут быть записаны как

$$N_L^2 = 1 - \omega_e^2/(\omega^2 + \omega\Omega_e), \quad N_R^2 = 1 - \omega_e^2/(\omega^2 - \omega\Omega_e). \quad (1.177)$$

При очень больших частотах ($\omega \gg \Omega_e$, ω_e) оба показателя преломления близки к единице. С приближением частоты волны к плазменной ω_e со стороны больших частот оба показателя преломления стремятся к нулю, причем для правой волны показатель имеет несколько меньшее значение. Отсечки для правой и левой волн наступают при частотах ω_R и ω_L соответственно:

$$\begin{aligned} \omega_R &= \sqrt{\omega_e^2 + \Omega_e^2/4} + \Omega_e/2 \approx \omega_e + \Omega_e/2, \\ \omega_L &= \sqrt{\omega_e^2 + \Omega_e^2/4} - \Omega_e/2 \approx \omega_e - \Omega_e/2. \end{aligned} \quad (1.178)$$

Выше рассматривалось распространение волн строго вдоль магнитного поля. Если вернуться к общему выражению (1.165) и включить в рассмотрение волны, идущие под углом к магнитному полю, но не перпендикулярно ему ($\theta \neq \pi/2$), то для волны, соот-

ветствующей знаку минус в (1.165) условием отсечки, как нетрудно проверить, явится

$$\eta \equiv 1 - \omega_e^2/\omega^2 = 0, \quad \text{или} \quad \omega = \omega_e. \quad (1.179)$$

Нижний знак в (1.165) в этом случае соответствует волне, отсечка которой происходит на плазменной частоте, как и в отсутствие магнитного поля. Волна поэтому называется *обыкновенной*. Как будет показано в п. 1.4.1, она является левополяризованной волной, т. е. вектор электрического поля в ней вращается как положительный ион в магнитном поле. Заметим, что в случае строго продольного распространения левой волне соответствовал верхний знак (плюс) в (1.165). При строго продольном распространении левую волну с частотой отсечки ω_L называют *z-волной*.

Правополяризованная волна при $\theta \neq 0, \pi/2$, соответствующая знаку плюс в (1.165), называется *необыкновенной* волной. Ее электрический вектор вращается как электрон в магнитном поле. Отсечки для необыкновенной волны имеют место на частотах, сдвинутых относительно плазменной на $\pm \Omega_e/2$ (как и в случае (1.178), но поляризация остается правой при обеих отсечках). Более подробно косое распространение будет рассмотрено в разд. 1.4.

1.3.8. Распространение электромагнитной волны перпендикулярно внешнему магнитному полю

Показатель преломления волны, идущей перпендикулярно магнитному полю, можно получить из общего выражения (1.165), положив в нем $\theta = \pi/2$. Следует, однако, заметить, что в подкоренном выражении (1.165) коэффициенты при $\cos^2 \theta$ и $\sin^2 \theta$ неодинаковы по величине. В большинстве практически важных случаев второй из указанных коэффициентов намного меньше первого и пренебрежение вторым слагаемым в подкоренном выражении окажется допустимым для большого интервала углов θ . Этот вопрос будет более подробно рассмотрен в п. 1.4.3, здесь же отметим, что отбрасывание первого слагаемого в подкоренном выражении допустимо лишь для углов θ , очень близких к $\pi/2$, и выводы, полученные ниже, будут применимы к распространению волн в направлении, только очень близком к перпендикулярному к внешнему магнитному полю.

Полагая $\theta = \pi/2$, из (1.165) получим

$$N_o^2 = \eta, \quad N_x^2 = (\epsilon^2 - g^2)/\epsilon. \quad (1.180)$$

В первое из полученных выражений не вошло магнитное поле, и оно относится, следовательно, к обыкновенной волне. Для нее отсечка определяется условием (1.179). Поляризация обыкновенной волны в этом случае является линейной с вектором $\mathbf{E}$, направленным вдоль внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$, как это нетрудно видеть из (1.163).

Обыкновенная волна может существовать только в диапазоне высоких частот, при $\omega > \omega_e$. С понижением частоты, приближении ее к ω_e значение N_o уменьшается от 1 до 0.

Значение N_x в (1.180) соответствует необыкновенной волне. В развернутом виде выражение для N_x дается формулой (1.161). Отсечки, т. е. переходы N_x^2 через нуль, соответствуют условиям

$$\varepsilon + g = 0, \quad \varepsilon - g = 0. \quad (1.181)$$

Эти условия определяют частоты отсечки (1.178). Поляризация необыкновенной волны в этом случае эллиптическая, с эллипсом, лежащим в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Необыкновенная волна не является строго поперечной по отношению к направлению распространения.

Условию

$$\varepsilon = 0 \quad (1.182)$$

соответствуют резонансы при распространении необыкновенной волны поперек магнитного поля, называемые *гибридными*. Их частоты могут быть получены при подстановке в (1.182) выражения (1.160). Условием резонанса будет

$$\omega^4 - \omega^2 (\Omega_e^2 + \omega_e^2) + \Omega_e \Omega_i (\Omega_e \Omega_i + \omega_e^2) = 0. \quad (1.183)$$

Это биквадратное уравнение имеет два корня. При большом различии в их значениях, которое, как мы увидим, имеет место, для большего корня, называемого *верхним гибридным резонансом*, можно приближенно написать

$$\omega_{\text{в.г.р}}^2 = \omega_e^2 + \Omega_e^2, \quad (1.184)$$

а для меньшего корня (*нижнего гибридного резонанса*)

$$\omega_{\text{н.г.р}}^2 = \Omega_e \Omega_i (\omega_e^2 + \Omega_e \Omega_i) / (\omega_e^2 + \Omega_e^2). \quad (1.185)$$

В ионосферных условиях первое слагаемое в скобках в числителе много больше второго, пренебрегая которым, запишем

$$\omega_{\text{н.г.р}}^2 = \frac{\Omega_e \Omega_i}{1 + \Omega_e^2 / \omega_e^2}. \quad (1.186)$$

В плотной плазме (при $\omega_e \gg \Omega_e$) частота нижнего гибридного резонанса становится равной среднегеометрическому из двух гирочастот:

$$\omega_{\text{н.г.р}} = \sqrt{\Omega_e \Omega_i}, \quad (1.187)$$

а в очень разреженной

$$\omega_{\text{н.г.р}} \approx \omega_e \sqrt{\Omega_i / \Omega_e} = \omega_i. \quad (1.188)$$

При *малых частотах*, как это видно из (1.180) и (1.161), электромагнитная волна распространяется перпендикулярно магнитному полю с альвеновской скоростью. Показатель преломления принимает то же значение (1.171), что и при распространении

вдоль магнитного поля. Механизм образования волн, идущих вдоль и перпендикулярно внешнему магнитному полю, однако, различен: в низкочастотной электромагнитной волне, распространяющейся перпендикулярно полю, вектор $\mathbf{E}$ перпендикулярен к направлению распространения и к магнитному полю. Дрейф, вызванный этим индукционным электрическим полем, направлен вдоль распространения. Вследствие вмороженности смещение плазмы сопровождается и смещением магнитных силовых линий в ту же сторону. Это приводит к их сгущениям и разрежениям, т. е. к изменениям напряженности магнитного поля и магнитного давления. Волна в этом смысле становится аналогичной звуковой волне и называется *магнитозвуковой*.

1.4. Распространение радиоволн в ионосфере. Магнитоионная теория

1.4.1. Формула Эпплтона—Хартри. Поляризация волн

В предыдущем разделе было получено выражение для показателя преломления электромагнитных волн (1.165), пригодное для любого диапазона частот и любого направления распространения. Рассмотрение велось в терминах, принятых в литературе по теории плазмы (см., например, [8, 14, 43, 47, 48, 96, 97]). Теория распространения радиоволн в земной ионосфере, возникла в 20—30-х годах текущего столетия, задолго до развития теории плазмы, и при ее построении не использовался аппарат, разработанный позднее и приводящий к более быстрому решению задачи. Между тем эта теория, получившая название магнитоионной теории распространения радиоволн, используется в геофизической литературе и в наше время (см., например, [10, 130а, 218]). Представляется целесообразным поэтому ознакомить читателя с основными положениями этой теории, тем более что анализ условий распространения радиоволн в ионосфере легче провести, используя применяемые ею приемы и терминологию.

Обратимся к уравнению (1.79), определяющему плотность переменного тока, возникающего в плазме; опустим в нем слагаемое с градиентом давления, будем считать плазму холодной и в целом неподвижной, а электрическое поле обусловленным только волной. Введем обозначения:

$$X = \frac{4\pi n e^2}{m_e \omega^2} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad Y = \frac{e}{m_e c \omega} \mathbf{B} = \frac{\Omega_e}{\omega} \frac{\mathbf{B}}{B} = \frac{\Omega_e}{\omega} \mathbf{b}, \quad Z = v_e / \omega, \quad (1.189)$$

величина e считается положительной, вектор $\mathbf{Y}$ направлен вдоль магнитного поля, $n = n_e = n_i$. Будем считать, что все величины, связанные с волной, меняются по гармоническому закону (1.109).

Уравнение (1.79) при сделанных упрощениях может быть записано в виде

$$(1 + iZ)\mathbf{j} + i(\mathbf{j} \times \mathbf{Y}) = i(\omega/4\pi)X\mathbf{E} \quad (1.190)$$

или в проекциях на оси координатной системы с осью z вдоль направления распространения волны и осью y вдоль проекции внешнего магнитного поля в плоскости фронта волны:

$$\begin{aligned} (1 + iZ)j_x + i(Y_z j_y - Y_y j_z) &= i(\omega/4\pi)X E_x, \\ (1 + iZ)j_y - iY_z j_x &= i(\omega/4\pi)X E_y, \\ (1 + iZ)j_z + iY_y j_x &= i(\omega/4\pi)X E_z. \end{aligned} \quad (1.191)$$

Уравнения Максвелла в этой системе координат могут быть записаны в форме

$$\begin{aligned} E_x + \frac{4\pi i}{\omega} j_x &= N\tilde{B}_y, \quad E_y + \frac{4\pi i}{\omega} j_y = -N\tilde{B}_x, \quad E_z + \frac{4\pi i}{\omega} j_z = 0, \\ \tilde{B}_x &= -NE_y, \quad \tilde{B}_y = NE_x, \quad \tilde{B}_z = 0, \end{aligned} \quad (1.192)$$

где $\tilde{B}$ — магнитное поле волны; $N = kc/\omega$ — показатель преломления. Для N^2 из этих выражений можно получить:

$$N^2 = 1 + \frac{4\pi i}{\omega} \frac{j_x}{E_x} = 1 + \frac{4\pi i}{\omega} \frac{j_y}{E_y}. \quad (1.193)$$

Воспользовавшись определением (1.167) поляризации R , которая, как следует из (1.192), равна

$$R = E_x/E_y = -\tilde{B}_y/\tilde{B}_x = j_x/j_y,$$

можно получить из (1.191), (1.192) уравнение для поляризации R :

$$R^2 + i \frac{Y_z^2}{Y_z(1 + iZ - X)} R + 1 = 0 \quad (1.194)$$

и связать с ней показатель преломления:

$$N^2 = 1 - \frac{X}{1 + iZ - iY_z R}. \quad (1.195)$$

Ось z координатной системы направлена вдоль распространения волны; следовательно, Y_z — продольная по отношению к волне компонента вектора $\mathbf{Y}$, Y_y — поперечная компонента. Обозначая их как Y_L и Y_T соответственно, запишем решения уравнения (1.194) в виде

$$R = -\frac{i}{Y_L} \left\{ \frac{Y_T^2}{2(1 - X + iZ)} \pm \left[Y_L^2 + \frac{Y_T^4}{4(1 - X + iZ)^2} \right]^{1/2} \right\}. \quad (1.196)$$

Подставляя его в (1.195), получим формулу Эпплтона—Хартри:

$$N^2 = 1 - X \left\{ 1 + iZ - \frac{Y_T^2}{2(1 - X + iZ)} \pm \left[Y_L^2 + \frac{Y_T^4}{4(1 - X + iZ)^2} \right]^{1/2} \right\}^{-1}. \quad (1.197)$$

Формулы (1.196) и (1.197) удобны тем, что они в явном виде связывают поляризацию волн и показатель преломления с характеристиками среды — плазменной частотой, частотой соударений, а также с направлением распространения относительно магнитного поля. Недостатком этих формул является то, что, поскольку в исходном уравнении (1.79) не учитывалось движение ионов, применимость формул (1.196) и (1.197) ограничена высокими частотами ($\omega \geq \omega_e$).

Из (1.196) видно, что величина R комплексна и при малой частоте соударений близка к чисто мнимой. При $Y_L > 0$ и при верхнем знаке в (1.196) R содержит положительную мнимую часть. Вектор E , двигаясь по эллипсу, в положительном квадранте движется влево. Верхнему знаку соответствует, следовательно, левополяризованная волна. В выражении (1.197) для N^2 слагаемые с Y , отражающие зависимость от магнитного поля, при этом входят с противоположными знаками, влияние магнитного поля поэтому сравнительно невелико, левая волна является обыкновенной. Для этой волны $|R| < 1$, $E_x < E_y$; эллипс поляризации вектора E вписан в прямоугольник, большая сторона которого вытянута вдоль оси y , т. е. вдоль проекции магнитного поля на плоскость фронта волны. При отсутствии соударений R становится чисто мнимой величиной, компоненты E_x и E_y сдвинуты по фазе на $\pi/2$.

При $v \neq 0$, $Z \neq 0$ в величине R наравне с положительной мнимой частью появляется и отрицательная действительная; сдвиг фаз между компонентами E_y и E_x увеличивается, E_y проходит через максимальное значение в момент, когда E_x еще не дошло до нуля. Эллипс поляризации поворачивается в направлении, обратном движению вектора E по эллипсу.

Нижнему знаку в (1.196) и (1.197) соответствует правополяризованная волна с эллипсом поляризации, вытянутым при малой частоте соударений вдоль оси x , т. е. в направлении, перпендикулярном проекции магнитного поля на фронт волны. Влияние магнитного поля на показатель преломления максимально, волна может быть названа необыкновенной. Корни уравнения (1.194), характеризующие поляризацию, удовлетворяют условию

$$R_0 R_x = 1. \quad (1.198)$$

Эллипсы поляризации обеих волн симметричны относительно биссектрисс координатных осей. С увеличением частоты соударений эллипс поляризации необыкновенной волны поворачивается

в сторону, обратную повороту эллипса обыкновенной волны. В обоих случаях движение эллипсов происходит в направлениях, обратных направлению их обхода вектором E .

1.4.2. Условия отражения радиоволн

При вертикальном распространении радиоволны через ионосферу условиям ее полного отражения соответствуют отсечки, т. е. обращения вещественной части показателя преломления в нуль. Распространяясь через ионосферу снизу вверх, радиоволна проходит через слои, в которых плазменная частота ω_e , а с ней величина X возрастают с высотой. По мере приближения величины X к единице, т. е. по мере приближения плазменной частоты ω_e слоя, в котором находится волна, к частоте волны ω , два последних слагаемых в знаменателе выражения (1.197) возрастают, но разница между ними уменьшается. В выражении для N^2 обыкновенной волны (верхний знак в (1.197)) эти слагаемые входят с противоположными знаками и сокращаются. Показатель преломления становится равным

$$N^2 = 1 - \frac{X}{1 + iZ} = 1 - \frac{X}{1 + Z^2} (1 - iZ). \quad (1.199)$$

В это выражение не вошли компоненты вектора Y : влияние магнитного поля исчезло. Условием обращения в нуль вещественной части N^2 будет

$$X = 1 + Z^2, \quad (1.200)$$

или

$$\omega_e^2 = \omega^2 + \nu_e^2. \quad (1.201)$$

При малой частоте соударений это эквивалентно полученному ранее условию (1.179).

В выражение (1.197) для необыкновенной волны (нижний знак в знаменателе) рассматриваемые слагаемые входят с одинаковым знаком и не сокращаются. Приравнявая $N^2 = 0$, найдем

$$\mp \left[Y_L^2 + \frac{Y_T^4}{4(1 + iZ - X)^2} \right]^{1/2} = 1 + iZ - X - \frac{Y_T^2}{2(1 + iZ - X)} \quad (1.202)$$

или

$$X = 1 \pm Y + iZ, \quad (1.203)$$

где Y — модуль вектора Y , $Y = (Y_L^2 + Y_T^2)^{1/2}$.

При малой частоте соударений условие (1.203) эквивалентно условию

$$\omega_e^2 = \omega(\omega \pm \Omega_e), \quad (1.204)$$

которое дает частоты отсечки, совпадающие с (1.178):

$$\omega = \omega_e \pm \Omega_e/2. \quad (1.205)$$

Частота отражения необыкновенной волны отличается от частоты отражения обыкновенной волны на половину электронной гирочастоты, и отклонение возможно в обе стороны. При посылке радиоволны от Земли вертикально вверх необыкновенная волна с частотой ω сможет распространяться до той высоты, на которой плазменная частота $\omega_e = \omega - \Omega_e/2$. На этой высоте выполнится условие отражения (1.205) и необыкновенная волна отразится. На большей высоте встретится слой с плазменной частотой $\omega_e = \omega$; от него отразится обыкновенная волна. Выше обе волны не проникнут.

1.4.3. Квазипродольное и квазипоперечное приближения

Формула Эпплтона—Хартри (1.197) упрощается, если можно пренебречь одним из слагаемых в подкоренном выражении. Пусть θ , как и ранее, — угол между направлением распространения волны и магнитным полем; следовательно,

$$Y_L = Y \cos \theta, \quad Y_T = Y \sin \theta. \quad (1.206)$$

Запишем подкоренное выражение, входящее в (1.197), в виде

$$Y_L^2 + \frac{Y_T^4}{4(1 + iZ - X)^2} = Y^2 \cos^2 \theta \left[1 + Y^2 \frac{\operatorname{tg}^2 \theta \sin^2 \theta}{4(1 + iZ - X)^2} \right] \approx \\ \approx Y^2 \cos^2 \theta \left[1 + \frac{\Omega_e^2 \omega^2}{4(\omega^2 - \omega_e^2)^2} \operatorname{tg}^2 \theta \sin^2 \theta \right]. \quad (1.207)$$

При переходе к последнему выражению предположено, что частота соударений мала. Одним из слагаемых в (1.207) можно пренебречь, если второй член в квадратных скобках велик или, наоборот, мал по сравнению с 1. Он заведомо мал при малом θ , т. е. при распространении вдоль магнитного поля. Кроме того, для большинства задач мал и множитель перед $\operatorname{tg}^2 \theta \sin^2 \theta$. Плазменная частота ω_e в ионосфере, как правило, в несколько раз больше электронной гирочастоты Ω_e .

Если условия не близки к отражению и $\omega - \omega_e$ не мало, то множитель $\Omega_e^2 \omega_e^2 / 4(\omega^2 - \omega_e^2)^2$ может оказаться малым. Например, при частотах $\omega \sim \omega_e \sim 10\Omega_e$ и различии между ω и ω_e не менее 10 % второе слагаемое в квадратных скобках остается малым (не превышает 0,1) вплоть до углов θ порядка 60° . Следовательно, для довольно большого диапазона углов последнее слагаемое в подкоренном выражении (1.197) сравнительно мало и формулу (1.197) можно упростить. Для такого *квазипродольного* приближения формула Эпплтона—Хартри приобретает вид

$$N_{o,x}^2 = 1 - X/(1 + iZ \pm Y_L). \quad (1.208)$$

Противоположный случай (большая величина последнего слагаемого подкоренного выражения (1.197)) будет иметь место толь-

ко при распространении радиоволны под углами θ , весьма близкими к $\pi/2$. В рассмотренном выше примере второе слагаемое в скобках в (1.207) будет большим (больше, скажем, 10) при тех же частотах, если отклонение распространения волны от плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, составит не более $4,5^\circ$. Для такого *квазипоперечного* распространения показатель преломления может быть определен из упрощенных формул:

$$N_o^2 = 1 - \frac{X}{1 + iZ}, \quad N_x^2 = 1 - X \left(1 + iZ - \frac{Y^2}{1 + iZ - X} \right)^{-1}. \quad (1.209)$$

1.4.4. Отражение радиоволн от ионосферы при наклонном распространении

В лучевом приближении, когда отсутствуют резкие изменения условий распространения на расстоянии порядка длины волны, при падении волны любого типа на границу раздела двух сред, в которых фазовая скорость волн различна, под углом i между вектором $\mathbf{k}$ и нормалью к границе раздела действует закон преломления, связывающий угол падения волны с фазовой скоростью или показателем преломления:

$$(\sin i)/u_\phi = \text{const}, \quad N \sin i = \text{const}. \quad (1.210)$$

В соответствии с этим условие полного внутреннего отражения радиоволны от ионосферы ($i = 90^\circ$) может быть сформулировано как

$$N(i = 90^\circ) = \sin i_0, \quad (1.211)$$

где $N(i = 90^\circ)$ — показатель преломления в точке отражения; i_0 — угол падения при входе в ионосферу, где $N = 1$ (угол входа в ионосферу).

Ограничиваясь рассмотрением обыкновенной волны при малой частоте соударений из (1.198) будем иметь

$$N^2 = 1 - X = 1 - \omega_e^2/\omega^2. \quad (1.212)$$

Из (1.211) и (1.212) получаем условие отражения

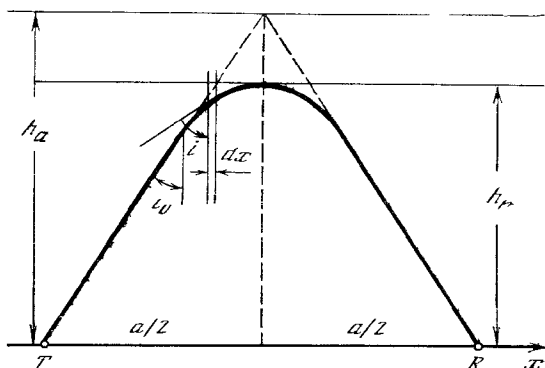
$$\omega_e/\omega = \cos i_0. \quad (1.213)$$

Оно означает, что от слоя ионосферы с заданной плазменной частотой ω_e при наклонном падении будут отражаться волны с частотами, превышающими плазменную частоту отражающего слоя в $\sec i_0$ раз. Если ионосфера облучается передатчиком, работающим на частоте выше максимальной (*критической*) плазменной частоты ее слоев, то над передатчиком волны пройдут через ионосферу вертикально вверх, не отразившись. На некотором же горизонтальном расстоянии от передатчика, определяемом условием (1.213), волны будут отражаться. Вокруг передатчика, работающего на частоте выше критической, должна, следовательно, су-

ществовать мертвая зона, в которой отсутствуют отраженные от ионосферы радиоволны.

Попав в ионосферу, волна движется через слои, в которых меняется электронная концентрация, а следовательно, и показатель преломления. Во всех точках пути волны, если допустимо используемое здесь лучевое приближение, выполняется условие (1.210). Изменение концентрации электронов с высотой вызывает

Рис. 1.7. Геометрия отражения радиоволны от ионосферы при наклонном падении



искривление пути волны. Угол i , являющийся при горизонтально-слоистой ионосфере углом между направлением распространения волны и вертикалью, будет меняться. Время, необходимое для того, чтобы волна прошла через элемент расстояния dx между передатчиком T и приемником R (рис. 1.7), может быть найдено как

$$dt = \frac{ds}{u_{гр}} = \frac{dx}{u_{гр} \sin i} = \frac{dh}{u_{гр} \cos i}, \quad (1.214)$$

где $u_{гр}$ — групповая скорость зондирующего импульса, излучаемого передатчиком. Она может быть найдена из выражения (1.135). После подстановки в него N из (1.212) получим

$$u_{гр} = cN, \quad (1.215)$$

и, следовательно,

$$u_{ф} u_{гр} = c^2. \quad (1.216)$$

В области отражения, где $N^2 \rightarrow 0$, фазовая скорость стремится к ∞ , а групповая — к нулю.

В соответствии с (1.215) и (1.210) соотношению (1.214) может быть придан вид

$$dt = \frac{dx}{cN \sin i} = \frac{dx}{c \sin i_0}. \quad (1.217)$$

Это означает, что время пробега волною, распространяющейся с

групповой скоростью cN , по элементу искривленного пути равно времени пробега со скоростью света участка треугольного пути, построенного по концевым участкам трассы. Это утверждение в литературе часто отмечается как *теорема Брейта и Тьюва*.

1.4.5. Траектории радиосигналов

Лучевое приближение или приближение геометрической оптики опирается на представление о движении сигнала по определенной траектории, вдоль луча. Результаты применения лучевого приближения рассматриваются как в обобщающих монографиях [10, 47, 76, 273], так и в монографиях и сборниках, специально посвященных этому вопросу [103, 146], и в большом числе оригинальных работ, ссылки на которые содержатся, в частности, в указанных изданиях.

При распространении волны в изотропной среде направление распространения энергии сигнала совпадает с направлением волнового вектора $\mathbf{k}$, что следует, например, из принципа Гюйгенса. При преломлении и отражении это направление меняется в соответствии с хорошо известными законами оптики. Для расчета траекторий требуется знание показателя преломления во всех точках, через которые прошла волна. Современная вычислительная техника позволяет рассчитывать траектории при любом способе задания значений показателя преломления. Если эти значения даны в аналитической форме, то для определения формы луча может быть использован принцип Ферма, утверждающий, что реальная траектория отличается от других возможных тем, что время распространения вдоль нее минимально, или, что эквивалентно, реальная траектория характеризуется наименьшим оптическим путем. Это требование может быть сформулировано как условие равенства нулю вариации оптического пути:

$$\delta \int_A^B N ds = 0. \quad (1.218)$$

Задача решается методами вариационного исчисления.

В анизотропной среде, какой является ионосфера, направления распространения сигнала, т. е. энергии, переносимой волною, и волнового вектора не совпадают. Это легко может быть установлено по виду уравнений (1.191)–(1.194), положенных в основу магнитоионной теории. Так, из (1.194) следует, что в электромагнитной волне при наличии внешнего магнитного поля существуют отличные от нуля компоненты электрического поля и тока вдоль вектора $\mathbf{k}$: волна не является поперечной. Появление компоненты электрического поля в направлении распространения делает вектор Пойнтинга

$$\mathbf{S} = (c/4\pi) (\mathbf{E} \times \tilde{\mathbf{B}}^*), \quad (1.219)$$

перпендикулярный к $\mathbf{E}$ и $\tilde{\mathbf{B}}$ и направленный вдоль вектора груп-

повой скорости $u_{\text{тр}}$, не параллельным вектору $\mathbf{k}$, что и означает различие в направлениях распространения фазы и энергии волны.

Тангенс угла α между векторами $\mathbf{S}$ и $\mathbf{k}$ определяется отношением компоненты вектора Пойнтинга, перпендикулярной к вектору $\mathbf{k}$ ($S_{\perp} = \sqrt{S_x^2 + S_y^2}$), к продольной (относительно $\mathbf{k}$) компоненте S_z :

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{(S_x^2 + S_y^2)} / S_z. \quad (1.220)$$

Нетрудно показать, что в отсутствие соударений компонента вектора Пойнтинга S_x является чисто мнимой, т. е. поток энергии вдоль направления x отсутствует. В этом случае, используя (1.219), (1.191), (1.192), (1.197), можно получить для обыкновенной и необыкновенной волн

$$\operatorname{tg} \alpha_{o,x} = \pm \frac{(N_{o,x}^2 - 1) Y_L Y_T}{[Y_T^4 + 4(1 - X^2) Y_L^2]^{1/2}}. \quad (1.221)$$

Из (1.221) следует, что, поскольку показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн N_o и N_x различны, отклонения лучей этих волн от их волновых нормалей не только противоположны по знаку, но и имеют разную абсолютную величину. Смещение лучей относительно волновой нормали происходит в плоскости, содержащей волновую нормаль и магнитное поле. Необыкновенный луч поворачивается от волновой нормали к магнитному полю.

1.4.6. Поглощение радиоволн

При наличии соударений ($Z \neq 0$) показатель преломления становится комплексным:

$$N \equiv kc/\omega = \mu + i\chi. \quad (1.222)$$

Если по-прежнему частоту считать действительной величиной, то комплексным становится волновой вектор $\mathbf{k}$. При этом гармонический множитель в (1.109) принимает вид

$$\exp[i(kz - \omega t)] = \exp\left[i\left(\frac{\omega\mu}{c}z - \omega t\right)\right] \exp\left(-\frac{\omega}{c}\chi z\right), \quad (1.223)$$

где z — координата в направлении распространения волны. Появляется множитель, характеризующий уменьшение амплитуды волны (поглощение) по мере ее распространения:

$$E = E_0 e^{-\kappa z}, \quad (1.224)$$

где

$$\kappa = (\omega/c)\chi \quad (1.225)$$

— показатель поглощения.

Пренебрегая влиянием магнитного поля, малым в нижней ионосфере, где существенно поглощение (ν велика), возьмем пока-

затель преломления обыкновенной волны в форме (1.199). Сравнивая его с квадратом N из (1.222), найдем выражения, определяющие действительную и мнимую части N :

$$\mu^2 - \chi^2 = 1 - X/(1 + Z^2), \quad (1.226)$$

$$2\mu\chi = XZ/(1 + Z^2). \quad (1.227)$$

Дальнейшее рассмотрение удобно провести отдельно для двух случаев: для области неотклоняющего поглощения, когда волна распространяется в условиях, далеких от отражения ($\omega \gg \omega_e$), и действительная часть показателя преломления близка к 1, и для области отклоняющего поглощения в условиях, близких к отражению, когда путь волны может быть искривлен, а показатель преломления заметно отличается от 1.

При неотклоняющем поглощении можно положить действительную часть показателя преломления $\mu = 1$, и тогда показатель поглощения определяется из (1.227) как

$$\chi = \frac{\omega}{2c} \frac{XZ}{1 + Z^2} = \frac{2\pi e^2}{m_e c} \frac{n_e v_e}{\omega^2 + v_e^2}. \quad (1.228)$$

Произведение χ на длину пути даст натуральный логарифм отношения амплитуд волны в начале и конце пути. Поглощение A обычно выражают в децибелах:

$$A = 20 \lg \{E(0)/E(z)\}. \quad (1.229)$$

Тогда

$$\chi = 4,6 \cdot 10^4 n_e v_e / (\omega^2 + v_e^2), \quad (1.230)$$

где n_e выражено в см^{-3} , ω и v_e — в с^{-1} , χ — в дБ/км.

В общем случае магнитное поле, оказывая влияние на показатель преломления, влияет и на поглощение. Используя выражение (1.208) для квазипродольного приближения, найдем показатель поглощения для этого случая:

$$\chi_{o,x} = 4,6 \cdot 10^4 n_e v_e / [(\omega \pm \Omega_e)^2 + v_e^2]. \quad (1.231)$$

Верхний знак здесь относится к левой, обыкновенной, волне, нижний — к правой, необыкновенной. Поглощение необыкновенной волны выше, чем обыкновенной, а поглощение обыкновенной волны в присутствии магнитного поля меньше, чем поглощение в отсутствие поля. Искривление траектории электрона магнитным полем приводит к уменьшению поглощения.

Поглощение, приходящееся на одну электрон-ионную пару, максимально на высоте, где $v_e = \omega \equiv 2\pi f$. На больших высотах, охватывающих основную часть ионосферы, где $v_e^2 \ll \omega^2$, изменения v_e мало влияют на величину знаменателя в (1.230) или (1.231) и показатель поглощения оказывается пропорционален произведению $n_e v_e$ и обратно пропорционален квадрату частоты волны:

$$\chi \simeq 1,15 \cdot 10^3 n_e v_e / f^2 \quad (1.232)$$

при n_e , измеренном в см^{-3} , f — в Гц, χ — в дБ/км.

В области отклоняющего поглощения, когда действительная часть показателя преломления μ может оказаться заметно меньше 1, из (1.226) следует:

$$X/(1 + Z^2) = 1 - \mu^2 + \chi^2, \quad (1.233)$$

откуда с помощью (1.225), (1.227) получаем

$$\kappa = (v_e/2c\mu)(1 - \mu^2 + \chi^2). \quad (1.234)$$

Мнимая часть показателя преломления χ , как правило, мала и при малых μ

$$\kappa \simeq v_e/2c\mu. \quad (1.235)$$

Величина $c\mu$, как видно из (1.215), представляет собой групповую скорость волны, следовательно,

$$\kappa = v_e/2u_{gr}. \quad (1.236)$$

Поглощение в отклоняющей области тем выше, чем медленнее движется волна, чем дольше она находится в отклоняющей области, подвергаясь в ней соударениям.

1.4.7. Фарадеевское вращение

В ионосфере радиоволны могут распространяться в виде левой и правополяризованных компонент. Так как скорости их распространения несколько различны, то плоскость поляризации (плоскость, содержащая векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{k}$) линейно поляризованной волны, составленной из этих двух компонент, по мере распространения волны поворачивается. Положение плоскости поляризации определяется сложением векторов $\mathbf{E}$, переносимых левой и правой волнами, по правилу параллелограмма. Угол поворота плоскости поляризации поэтому вдвое меньше изменения разности фаз между складывающимися волнами. Сама же разность фаз, возникшая после прохождения пути s , может быть найдена как

$$\Delta\varphi = (\omega/c)\Delta\mu s, \quad (1.237)$$

где $\Delta\mu = \mu_L - \mu_R$ — разность вещественных частей показателей преломления левой и правой волн.

В квазипродольном приближении, считая действительную часть показателя преломления близкой к 1, т. е. при достаточно высоких частотах, можно из (1.208) получить

$$\mu_L = 1 - \frac{X}{2} \frac{1 + Y_L}{(1 + Y_L)^2 + Z^2}, \quad \mu_R = 1 - \frac{X}{2} \frac{1 - Y_L}{(1 - Y_L)^2 + Z^2}, \quad (1.238)$$

$$\mu_L - \mu_R = XY_L \frac{1 - Y_L^2 - Z^2}{(1 - Y_L^2)^2 + 2Z^2 + Z^4}. \quad (1.239)$$

Знак разности $\mu_L - \mu_R$, а следовательно, и направление вращения плоскости поляризации зависят от частоты соударений:

в нижних слоях ионосферы, где Z велико, разность $\mu_L - \mu_R$ отрицательна; на больших высотах по мере уменьшения частоты соударений и величины Z разность $\Delta\mu$ становится положительной. Толщина части ионосферы, где $\Delta\mu < 0$ и фарадеевское вращение имеет обратный знак, невелика, и его влиянием обычно пренебрегают.

При малой частоте соударений

$$\Delta\mu \approx XY_L / (1 - Y_L^2). \quad (1.240)$$

В этом случае угол поворота плоскости поляризации можно определить как

$$\Delta\psi = \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{1}{2c} \frac{\omega_e^2 \Omega_e \cos \theta}{\omega^2 - \Omega_e^2 \cos^2 \theta} \Delta s = \frac{2\pi e^3}{cm_e^2} \frac{n_e B \cos \theta}{\omega^2 - \Omega_e^2 \cos^2 \theta} \Delta s. \quad (1.241)$$

При $\omega \gg \Omega_e$ для результирующего поворота плоскости поляризации после прохождения пути s получим

$$\psi = \frac{e^3}{2\pi cm_e} \frac{1}{f^2} \int_s n_e B \cos \theta ds = 2,365 \cdot 10^4 f^{-2} \int n_e B \cos \theta ds. \quad (1.242)$$

(Формула одинакова как в системе СГС при n_e , выраженном в см^{-3} , B — в Гс, s — в см, так и в системах МКС и СИ при n_e в м^{-3} , B — в Тл, s — в м). При неизменности продольной составляющей магнитного поля $B \cos \theta$ вдоль радиолуча измерение угла поворота плоскости поляризации может быть использовано для определения интегрального содержания электронов в столбе единичного сечения вдоль радиолуча.

1.5. Электростатические волны в плазме

В п. 1.3.1 мы определили электростатические волны как продольные (или весьма близкие к продольным) волны, переносящие энергию сжатия заряженных компонент плазмы и электрического поля. В обычном неионизированном газе продольной волной, при которой движение частиц совершается в направлении распространения волны и которая сопровождается изменениями плотности и давления, является звуковая волна. До сих пор мы пренебрегали изменениями давления в выражениях, связывающих $\mathbf{j}$ и $\mathbf{E}$, и рассматривали только электромагнитные волны. В плазме распространение звука осложнено тем, что из-за различия в массах движение электронов и ионов приводит к разделению зарядов и к возникновению электрического поля, стремящегося восстановить нейтральность. Рассмотрение продольных волн начнем со звуковых волн в нейтральной среде, далее перейдем к плазме без магнитного поля и, наконец, включим магнитное поле.

1.5.1. Звуковые волны в неионизованном газе

Пусть в газе, невозмущенное состояние которого можно описать давлением p_0 , плотностью ρ_0 и температурой T_0^* (выраженной в энергетических единицах), возникло малое возмущение, так что

$$p = p_0 + p', \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad T^* = T_0^* + T'. \quad (1.243)$$

Величины p' , ρ' , T' считаются малыми, а фоновые p_0 , ρ_0 и T_0^* постоянными и однородными. Уравнение движения газа запишем в виде

$$\rho \partial \mathbf{v} / \partial t + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\text{grad } p. \quad (1.244)$$

Считая малой и направленную скорость, созданную волной, подставим (1.243) в (1.244) и пренебрежем членами, содержащими произведения малых величин. Получим

$$\rho_0 \partial \mathbf{v} / \partial t = -\text{grad } p. \quad (1.245)$$

Уравнение непрерывности (сохранения вещества) при сделанных предположениях имеет вид

$$\partial \rho' / \partial t + \rho_0 \text{div } \mathbf{v} = 0. \quad (1.246)$$

Воспользуемся теперь уравнением, связывающим давление с плотностью, т. е. уравнением состояния

$$p = p(\rho). \quad (1.247)$$

Из (1.245), (1.246) можно получить

$$\partial^2 \rho' / \partial t^2 = \text{div grad } p = (\partial p / \partial \rho) \text{div grad } \rho \quad (1.248)$$

или применительно к плоской монохроматической волне вида (1.109)

$$-\omega^2 \rho' = -(\partial p / \partial \rho) k^2 \rho', \quad (1.249)$$

откуда для фазовой скорости волны получаем

$$u_{\text{ф}} = \omega / k = \sqrt{\partial p / \partial \rho} = u_{\text{зв}} = u_{\text{гр}}. \quad (1.250)$$

Фазовая скорость определяется исключительно видом уравнения состояния вещества и не зависит от частоты. Дисперсия звуковых волн отсутствует, фазовая и групповая скорости одинаковы.

Уравнение состояния в общем виде можно записать как

$$p \rho^{-\gamma} = \text{const}. \quad (1.251)$$

В частном случае изотермического процесса $\gamma = 1$, для адиабатического $\gamma = c_p / c_v$, где c_p и c_v — удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме соответственно.

При малых k , т. е. для длинных волн, процесс сжатия в волне должен быть близок к адиабатическому, поскольку градиенты температуры, создаваемые волной, будут малы, и выравнивающее температуру влияние теплопроводности соответственно невелико. При больших k картина будет обратной, роль теплопро-

водности может оказаться большой, выравнивание температуры из-за теплопроводности приведет к изотермичности процессов, связанных с волной. Не задаваясь поэтому определенным значением величины γ , объединим (1.250) и (1.251) (для политропического процесса) в виде

$$u_{\text{эв}} = \sqrt{\gamma p / \rho} = \sqrt{\gamma T^* / m}, \quad (1.252)$$

где T^* — температура в энергетических единицах, m — масса частицы газа.

1.5.2. Электростатические волны в плазме без магнитного поля

При распространении волны типа звуковой в плазме концентрации электронного и ионного газов окажутся различными из-за различия масс электрона и иона. Это приведет к нарушениям квазинейтральности, которыми мы до сих пор пренебрегали. Запишем уравнение движения электронного и ионного газов в виде

$$\begin{aligned} m_e \partial \mathbf{v}_e / \partial t &= -e\mathbf{E} - (1/n_0) \text{grad } p_e, \\ m_i \partial \mathbf{v}_i / \partial t &= e\mathbf{E} - (1/n_0) \text{grad } p_i, \end{aligned} \quad (1.253)$$

а уравнения неразрывности как

$$\partial n'_i / \partial t + n_0 \text{div } \mathbf{v}_i = 0, \quad \partial n'_e / \partial t + n_0 \text{div } \mathbf{v}_e = 0. \quad (1.254)$$

В этих уравнениях принято $n_i = n_0 + n'_i$, $n_e = n_0 + n'_e$ и сделаны те же предположения о фоновых и возмущенных параметрах, что и в предыдущем разделе.

Отметим, что квазинейтральность требует, чтобы средние концентрации электронов и ионов (последние мы считаем однозарядными и одного сорта) были бы одинаковыми, но это не исключает возникновения различия в концентрациях n_e и n_i под влиянием волновых процессов.

Возникновение разности концентраций вызовет появление электрического поля, для которого

$$\text{div } \mathbf{E} = -4\pi e (n'_i - n'_e). \quad (1.255)$$

Дифференцируя (1.254) по t и подставляя в результат (1.253) и (1.255), получим применительно к плоской монохроматической волне

$$\begin{aligned} \omega^2 n'_i &= \frac{4\pi n_0 e^2}{m_i} (n'_i - n'_e) + \frac{k^2}{m_i} \frac{\partial p_i}{\partial n_i} n'_i, \\ \omega^2 n'_e &= -\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e} (n'_i - n'_e) + \frac{k^2}{m_e} \frac{\partial p_e}{\partial n_e} n'_e. \end{aligned} \quad (1.256)$$

Пользуясь ранее введенными обозначениями

$$\omega_e^2 = 4\pi n_0 e^2 / m_e, \quad \omega_i^2 = 4\pi n_0 e^2 / m_i \quad (1.257)$$

и принимая уравнение состояния в форме (1.251), т. е. полагая

$$p = nT^*, \quad pn^{-\gamma} = \text{const}, \quad \partial p_i / \partial n_i = \gamma_i T_i^*, \quad \partial p_e / \partial n_e = \gamma_e T_e^*,$$

придадим уравнениям (1.256) вид

$$\begin{aligned} (\omega^2 - \omega_i^2 - k^2 \gamma_i T_i^* / m_i) n'_i + \omega_i^2 n'_e &= 0, \\ \omega_e^2 n'_i + (\omega^2 - \omega_e^2 - k^2 \gamma_e T_e^* / m_e) n'_e &= 0. \end{aligned} \quad (1.258)$$

Приравнявая нулю определитель этой системы уравнений, получим дисперсионное уравнение в виде

$$\begin{aligned} \omega^4 - \omega^2 (\omega_e^2 + \omega_i^2 + k^2 \gamma_e T_e^* / m_e + k^2 \gamma_i T_i^* / m_i) + \\ + \omega_i^2 k^2 \gamma_e T_e^* / m_e + \omega_e^2 k^2 \gamma_i T_i^* / m_i + k^4 \gamma_e \gamma_i T_e^* T_i^* / m_e m_i = 0. \end{aligned} \quad (1.259)$$

Коэффициент при ω^2 представляет собой сумму корней этого уравнения. Считая, что больший корень ω_1 намного больше меньшего ω_2 , и пренебрегая малыми слагаемыми, получим для него

$$\omega_1^2 = \omega_e^2 + k^2 \gamma_e T_e^* / m_e \equiv \omega_e^2 + k^2 u_{зв,е}^2, \quad (1.260)$$

где $u_{зв,е}^2$ — квадрат скорости звука в электронном газе.

Пользуясь соотношением (1.51), запишем (1.260) в виде

$$\omega_1^2 = \omega_e^2 (1 + \gamma_e k^2 r_D^2). \quad (1.261)$$

Фазовая скорость для этого корня равна

$$u_{\phi 1} \equiv \frac{\omega_1}{k} = \frac{\omega_1}{\sqrt{\omega_1^2 - \omega_e^2}} u_{зв,е}. \quad (1.262)$$

Волна может существовать только на частотах выше плазменной. При малых kr_D $\omega_1 \rightarrow \omega_e$, т. е. устанавливаются *ленгмюровские колебания* с электронной плазменной частотой. При $kr_D \gg 1$ $u_{\phi 1} \rightarrow u_{зв,е}$ — плазменные колебания переходят в *электронный звук*.

Для меньшего из корней уравнения (1.259), учитывая, что произведение корней равно свободному члену, получим выражение

$$\omega_2^2 = \frac{\omega_i^2 k^2 \gamma_e T_e^* / m_e + \omega_e^2 k^2 \gamma_i T_i^* / m_i + k^4 \gamma_e \gamma_i T_e^* T_i^* / m_e m_i}{\omega_e^2 (1 + \gamma_e k^2 r_D^2)}, \quad (1.263)$$

которое с использованием (1.51) приводится к виду

$$\omega_2^2 = \omega_i^2 k^2 r_D^2 \left(\frac{\gamma_e}{1 + k^2 r_D^2 \gamma_e} + \gamma_i \frac{T_i^*}{T_e^*} \right). \quad (1.264)$$

Если $T_i \ll T_e$ (случай, осуществляемый в ионосфере при ее искусственном разогреве мощной радиоволной), то, отбрасывая последнее слагаемое, получим

$$\omega_2^2 = \omega_i^2 \gamma_e k^2 r_D^2 / (1 + \gamma_e k^2 r_D^2). \quad (1.265)$$

При больших длинах волн ($k^2 r_D^2 \ll 1$), уравнение (1.264) описывает ионно-звуковую волну, бегущую с фазовой скоростью

$$u_{\phi 2} \equiv \frac{\omega_2}{k} = \omega_i r_D \left(\gamma_e + \gamma_i \frac{T_i}{T_e} \right)^{1/2} = \left[\frac{T_e^*}{m_i} \left(\gamma_e + \gamma_i \frac{T_i}{T_e} \right) \right]^{1/2}. \quad (1.266)$$

В случае, когда $T_i \ll T_e$, частота волны при заданном k , как видно из (1.265), близка к ионной плазменной ω_i ; она тем ближе к ω_i , чем больше kr_D , т. е. чем меньше длина волны.

При малых длинах волн, т. е. при $k^2 r_D^2 \gg 1$, из (1.265) следует, что $\omega_2 \rightarrow \omega_i$, т. е. устанавливаются ионные плазменные колебания с частотой ω_i . Условие малости длины волны с помощью (1.51) может быть записано в форме

$$kr_D = \frac{k}{\omega_e} \sqrt{\frac{T_e^*}{m_e}} \simeq \frac{k u_{\text{зв},e}}{\omega_e} \gg 1. \quad (1.267)$$

Величина $k u_{\text{зв},e}$ представляет собой частоту волны в системе координат электрона, движущегося со скоростью звука в электронном газе. Из (1.267) видно, что при $kr_D \gg 1$ эта частота превышает электронную плазменную, она слишком велика, чтобы заставить электрон участвовать в колебаниях. Возникновение колебаний с частотой ω_i в этом случае (при больших k) можно объяснить стремлением ионного газа восстановить квазинейтральность аналогично тому, как восстановление квазинейтральности электронным газом при неподвижных ионах приводило к колебаниям с частотой ω_e . С ростом T_i ионные плазменные колебания переходят в ионный звук.

В холодной плазме ($T_i \simeq T_e \simeq 0$) сохраняются, как это видно из (1.260) и (1.263), только электронные плазменные (ленгмюровские) колебания с частотой ω_e .

1.5.3. Электростатические волны в холодной плазме с магнитным полем

Влияние магнитного поля на электростатические волны рассмотрим на примере холодной плазмы. Обратимся к волновым уравнениям (1.144), из которых следует, что для продольных волн дисперсионное уравнение имеет вид

$$\widehat{\varepsilon}^l = 0. \quad (1.268)$$

Если $\widehat{\varepsilon}^l$, как это имеет место в холодной плазме, является функцией только частоты, то условие (1.268) накладывает ограничение на частоты колебаний, возникающих в плазме. Решением уравнения (1.268) должен явиться какой-то дискретный набор частот; волновой вектор $\mathbf{k}$ и фазовая скорость u_ϕ при этом могут быть любыми. Используем систему координат с осью z вдоль направления распространения и осью y в плоскости, содержащей векторы $\mathbf{k}$ и $\mathbf{B}_0$. Уравнение (1.268) предполагает равенство нулю элемента

ϵ_{zz} в выбранной нами системе координат. Из выражения (1.162) получим

$$\eta - (\eta - \epsilon) \sin^2 \theta = 0, \quad (1.269)$$

где θ — угол между направлением распространения волны и магнитным полем; ϵ и η — элементы тензора $\hat{\epsilon}$, которые для двухкомпонентной плазмы и при малой частоте соударений равны

$$\begin{aligned} \epsilon &= 1 - \omega_e^2 / (\omega^2 - \Omega_e^2) - \omega_i^2 / (\omega^2 - \Omega_i^2), \\ \eta &= 1 - \omega_p^2 / \omega^2, \quad \omega_p^2 = \omega_e^2 + \omega_i^2 \simeq \omega_e^2. \end{aligned} \quad (1.270)$$

Подставляя (1.270) в (1.269) и освобождаясь от знаменателя, получим:

$$\begin{aligned} \omega^6 - \omega^4 (\omega_p^2 + \Omega_e^2 + \Omega_i^2) + \omega^2 [\omega_p^2 (\Omega_e^2 + \Omega_i^2) \cos^2 \theta + \\ + \omega_e^2 \Omega_e \Omega_i \sin^2 \theta + \Omega_e^2 \Omega_i^2] - \omega_p^2 \Omega_e^2 \Omega_i^2 \cos^2 \theta = 0. \end{aligned} \quad (1.271)$$

Условию (1.268), таким образом, соответствует уравнение шестой степени относительно ω или третьей степени относительно ω^2 . Оно должно иметь три корня, определяющих три частоты, характерных для плазмы, находящейся в магнитном поле. Некоторые оценки этих частот могут быть сделаны без точного, довольно громоздкого решения.

При оценке наибольшего корня понизим порядок уравнения (1.271) до биквадратного, отбросив слагаемые, содержащие Ω_i^2 :

$$\omega^4 - \omega^2 (\omega_e^2 + \Omega_e^2) + \omega_e^2 \Omega_e^2 \cos^2 \theta + \omega_e^2 \Omega_e \Omega_i \sin^2 \theta = 0. \quad (1.272)$$

Его решением будет

$$\omega^2 = \frac{\omega_e^2 + \Omega_e^2}{2} \pm \left[\left(\frac{\omega_e^2 + \Omega_e^2}{2} \right)^2 - \omega_e^2 \Omega_e^2 \cos^2 \theta - \omega_e^2 \Omega_e \Omega_i \sin^2 \theta \right]^{1/2}. \quad (1.273)$$

При $\theta \approx 0$ наибольшему корню приблизительно будет соответствовать наибольшая из частот ω_e или Ω_e . При $\theta \approx \pi/2$ этот корень стремится к частоте верхнего гибридного резонанса

$$\omega_1^2 = \omega_e^2 + \Omega_e^2 = \omega_{\text{в.г.р.}}^2. \quad (1.274)$$

Меньшему корню уравнения (1.273) (т. е. среднему корню уравнения (1.271)) при $\theta \approx 0$ соответствует наименьшая из частот ω_e или Ω_e . При $\theta \sim \pi/2$ этот корень, найденный, например, по отношению свободного члена к наибольшему корню, стремится к частоте нижнего гибридного резонанса:

$$\omega_2^2 = \Omega_e \Omega_i \omega_e^2 / (\omega_e^2 + \Omega_e^2) = \omega_{\text{н.г.р.}}^2. \quad (1.275)$$

Значение наименьшего корня уравнения (1.271) можно получить, например, из условия равенства члена с ω^2 и свободного члена в (1.271); пренебрежение остальными слагаемыми эквивалентно допущению, что ω — мало. При θ , не близком к $\pi/2$, этот корень

близок к Ω_i ; при приближении θ к $\pi/2$ он стремится к 0. Таким образом, влияние магнитного поля сводится к тому, что в холодной плазме возможны три ветви плазменных колебаний с характерными частотами, зависящими от угла θ между направлением колебаний электрического поля и внешним магнитным полем; при $\theta = \pi/2$ третья (низкочастотная) ветвь исчезает.

1.5.4. Гидродинамические неустойчивости плазмы

В предыдущих разделах рассматривалось распространение волн либо без изменения амплитуды, либо с поглощением, уменьшением амплитуды и передачей энергии волны среде, в которой волна распространяется. Возможны, однако, и процессы с передачей энергии среды волне. Такие процессы, сопровождающиеся раскачкой волн, получили общее название *неустойчивостей*. В плазме возможно возникновение неустойчивостей различных типов: *гидродинамических*, вызванных неоднородностями макроскопических параметров плазмы, и *кинетических*, вызванных особенностями функций распределения частиц по скоростям и связанных с резонансным взаимодействием волн и частиц при близости фазовой скорости волны к скорости движения частиц. Большая группа неустойчивостей, связанных с протеканием тока через плазму, получила название *токовых*. Кинетические токовые неустойчивости будут рассмотрены в п. 1.6.5.

Простейшие типы гидродинамических неустойчивостей связаны с действием гравитационного поля. Рассмотрим систему, состоящую из двух несмешивающихся, легкой и тяжелой, жидкостей. В равновесии граница между ними должна совпадать с уровнем поверхности. Если тяжелая жидкость находится под легкой, то при нарушении равновесия, при возникновении волны, давление тяжелой жидкости под гребнем волны будет превышать давление под впадиной. Силы, определяемые градиентом давления, будут стремиться сместить жидкость в направлении от гребня к впадине и тем самым будут восстанавливать равновесие. В противоположном случае, если тяжелая жидкость находится выше легкой, силы будут действовать в обратном направлении, увеличивая отклонение от равновесия, система является неустойчивой. Неустойчивость рассмотренного типа называется *неустойчивостью Рэлея—Тейлора*.

Можно провести аналогию между рассмотренным примером и плазмой, удерживаемой магнитным полем. Магнитное поле можно сравнить с легкой жидкостью в том смысле, что, создавая магнитное давление, оно не обладает массой. Если на плазму, удерживаемую магнитным полем, действует еще и гравитационное поле, то нижняя граница плазмы может стать неустойчивой. В этом случае неустойчивость связана с наличием тока вдоль границы плазмы и градиента концентрации в направлении против действия гравитационной силы. Такие неустойчивости рассмат-

риваются как частный случай токовых и получили название *градиентно-токовых*.

Рассмотрим градиентно-токовую неустойчивость, возникающую в динамо-области ионосферы при наличии электрического поля [43, 593]. Пусть ось z прямоугольной системы координат направлена вдоль магнитного поля, ось y — в направлении возрастания электронной концентрации, а вдоль оси x бежит волна концентрации типа $\tilde{n} = n_1 \exp[i(kx - \omega t)]$. Примем, что фоновая концентрация возрастает по закону $n_0(1 + y/L)$, так что полная концентрация равна

$$n = n_0(1 + y/L) + n_1 \exp i(kx - \omega t), \quad (1.276)$$

где n_1 — малая величина. На уровне слоя E ионы не замагничены: $\Omega_i \ll v_i$, но электроны замагничены: $\Omega_e \gg v_e$. Если существует внешнее электрическое поле E_y , то скорость дрейфа электронов под действием этого электрического поля и фонового градиента давления будет

$$v_{др} = \frac{1}{m_e \Omega_e} \left(e E_y + \frac{1}{n} \frac{\partial p_e}{\partial y} \right), \quad (1.277)$$

где $p_e = n T_e^*$.

Результирующие скорости движения электронов и ионов могут быть найдены из уравнений движения, которые, полагая нейтральный газ неподвижным и пренебрегая электрон-ионными соударениями, запишем в виде

$$m_\alpha \frac{dv_\alpha}{dt} = e_\alpha E + \frac{e_\alpha}{c} (v_\alpha \times B) - \frac{1}{n} \nabla p_\alpha - m_\alpha v_\alpha v_\alpha. \quad (1.278)$$

Добавляя к этим уравнениям уравнения непрерывности, расписывая всю систему уравнений в проекциях на оси координат с учетом (1.276) и ограничиваясь далее рассмотрением низкочастотных волн концентрации ($\omega \ll v_e$), можно получить в качестве условия разрешимости этой системы дисперсионное уравнение [593]:

$$\omega - k v_{др} = \frac{\psi}{v_i} \left[\omega (i\omega - v_i) - i k^2 u_{зв,i}^2 \right] \left(1 - \frac{\Omega_e}{k L v_e} \right), \quad (1.279)$$

где

$$\psi = v_e v_i / \Omega_e \Omega_i; \quad u_{зв,i} = [(T_e^* + T_i^*) / m_i]^{1/2}.$$

Полагая $\omega = \omega_0 + i\gamma$ и считая γ малой, получим из (1.279) для ω_0 и γ :

$$\omega_0 - k v_{др} = - \frac{\psi}{v_i} \left[\omega_0 v_i - \frac{\Omega_e}{k L v_e} (\omega_0^2 - k^2 u_{зв,i}^2) \right], \quad (1.280)$$

$$\gamma = \frac{\psi}{v_i} \left[\omega_0^2 - k^2 u_{зв,i}^2 + \frac{\Omega_e v_i}{k L v_e} \omega_0 \right]. \quad (1.281)$$

При малой величине градиента концентрации (L велико) первое уравнение сведется к

$$\omega_0 = kv_{др}/(1 + \psi). \quad (1.282)$$

Из совместного рассмотрения выражений (1.281) и (1.282), определяющих инкремент нарастания неустойчивости γ и резонансную частоту ω_0 , видно, что при больших kL система становится неустойчивой, γ переходит через нуль и становится положительной при скорости дрейфа, превышающей скорость ионного звука, точнее, величину $u_{эв,i} (1 + \psi)$. При малых значениях величины kL переход γ через нуль произойдет раньше; наличие градиента электронной концентрации снижает порог, при котором развиваются неустойчивости. Неустойчивости легче развиваются при малых k , т. е. при больших длинах волн.

1.6. Электростатические волны в плазме (кинетическое рассмотрение)

Для рассмотрения взаимодействия волн с частицами гидродинамическое приближение, требующее частых соударений, неприменимо. Это взаимодействие существенно в бесстолкновительной или разреженной плазме, оно как бы заменяет обычные соударения. Для описания эффектов этого взаимодействия требуется кинетический подход.

1.6.1. Кинетическое уравнение Больцмана

Поведение плазмы или газа, состоящих из большого числа независимых движущихся частиц¹, можно описать функцией распределения $F_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, такой, что число частиц сорта α в интервале координат $(\mathbf{r}, \mathbf{r} + d\mathbf{r})$ со скоростями в интервале $(\mathbf{v}, \mathbf{v} + d\mathbf{v})$ в момент времени t равно

$$dN_\alpha = F_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v}, \quad (1.283)$$

где $d\mathbf{r} \equiv dx dy dz$ и $d\mathbf{v} \equiv dv_x dv_y dv_z$ — элементы объема обычного пространства и пространства скоростей. Концентрация, т. е. число частиц в единице объема, при этом выражается как

$$n_\alpha(\mathbf{r}, t) = \int F_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}, \quad (1.284)$$

где интегрирование ведется по всему пространству скоростей. Частицы газа или плазмы могут находиться в движении под действием внешних сил, и функция распределения при этом будет меняться. Она может меняться и в результате взаимодействия меж-

¹ Взаимодействующих только в момент столкновения, длительность которого принимается пренебрежительно малой по сравнению с характерными временами изучаемых процессов.

ду частицами при их столкновениях. Функция распределения при этом должна удовлетворять уравнению, называемому *кинетическим уравнением Больцмана*

$$\frac{\partial F_{\alpha}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{a} \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial \mathbf{v}} = \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial t} \Big|_{\text{ст}}, \quad (1.285)$$

включающему слева члены, учитывающие изменения функции распределения внешними воздействиями ($\mathbf{a}$ — ускорение под действием внешних сил), величина же справа учитывает изменение функции распределения под действием соударений. Она носит название столкновительного члена или *интеграла столкновений*.

Соударения могут быть упругими, не сопровождающимися перестройкой сталкивающихся частиц и затратой энергии на эту перестройку, и неупругими, когда в процессе столкновения меняется не только скорость, но и структура частицы, например, происходит ее возбуждение, ионизация, рекомбинация или участие в химической реакции. В настоящем параграфе мы ограничимся рассмотрением только упругих столкновений.

Пусть две частицы, β и α , имеющие до столкновения скорости $\mathbf{v}_{\alpha}$ и $\mathbf{v}_{\beta}$, приобретают в результате столкновения скорости $\mathbf{v}'_{\alpha}$ и $\mathbf{v}'_{\beta}$. Изменение функции распределения, представляющее собою разность числа частиц сорта α , входящих в единичный объем шестимерного пространства (S^{α}_{β}) и выходящих из него ($-S^{\beta}_{\alpha}$) за единицу времени, может быть определено как

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial t} \Big|_{\text{ст}} = S^{\alpha}_{\beta} + S^{\beta}_{\alpha} = \int \int [F_{\alpha}(\mathbf{v}'_{\alpha}) F_{\beta}(\mathbf{v}'_{\beta}) - F_{\alpha}(\mathbf{v}_{\alpha}) F_{\beta}(\mathbf{v}_{\beta})] \times \\ \times \sigma_{\alpha\beta}(\nu_{\alpha\beta}, \theta) \nu_{\alpha\beta} d\mathbf{v}_{\beta} d\Omega'_{\alpha}, \end{aligned} \quad (1.286)$$

где $\nu_{\alpha\beta} \equiv |\mathbf{v}_{\alpha} - \mathbf{v}_{\beta}|$; $d\Omega'_{\alpha}$ — элемент телесного угла в направлении рассеяния (т. е. вдоль $\mathbf{v}'_{\alpha}$); θ — угол между $\mathbf{v}_{\alpha}$ и $\mathbf{v}'_{\alpha}$; $\sigma_{\alpha\beta}$ — сечение рассеяния, такое, что величина

$$dw^{\beta}_{\alpha} = \sigma_{\alpha\beta}(\nu_{\alpha\beta}, \theta) \nu_{\alpha\beta} F_{\beta}(\mathbf{v}_{\beta}) d\mathbf{v}_{\beta} d\Omega'_{\alpha} \quad (1.287)$$

есть вероятность для частицы сорта α испытать в единицу времени в единице объема столкновения с частицами сорта β , имеющими скорость $\mathbf{v}_{\beta}$, с рассеянием в телесный угол $d\Omega'$. Ее величина зависит от характера сил, действующих между частицами в момент столкновения.

Множители типа $F_{\beta}(\mathbf{v}_{\beta}) d\mathbf{v}_{\beta}$ учитывают число рассеивателей, число частиц β , с которыми может столкнуться данная. При составлении уравнения учтено, что частицы движутся независимо и что поэтому вероятность для пары частиц обладать одновременно скоростями $\mathbf{v}_{\alpha}$ и $\mathbf{v}_{\beta}$ равна произведению вероятностей каждого из событий.

Из вида интеграла столкновений (1.286) следует, что при функции распределения, соответствующей стационарному состоянию, сумма логарифмов функций распределения для сталкивающихся

частиц остается неизменной при столкновении и что, следовательно, эти логарифмы должны быть линейно связаны с функциями скоростей и координат, инвариантными при столкновениях, например с энергией. Функция распределения, соответствующая стационарному состоянию, таким образом, должна экспоненциально зависеть от энергии, т. е. иметь вид

$$F_{\alpha}(v) = n_{\alpha} \left(\frac{m_{\alpha}}{2\pi T_{\alpha}^*} \right)^{3/2} \exp \left[- \frac{m_{\alpha} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2T_{\alpha}^*} \right]. \quad (1.288)$$

Нормирующий множитель в (1.288) найден из известного соотношения

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2/a^2} dx = a \sqrt{\pi} \quad (1.289)$$

и подобран так, чтобы удовлетворялось условие (1.284). Оно, вообще говоря, не обязательно, в некоторых случаях удобнее нормировать функцию распределения так, чтобы она давала не концентрацию частиц, а, скажем, вероятность для частицы находиться в данном элементе фазового пространства. Интеграл по скоростям от такой функции $f = F/n$ в этом случае должен быть равен 1. Распределение типа (1.288), называемое *максвелловским*, соответствует стационарному состоянию, к которому стремится газ или плазма при отсутствии внешних возмущающих воздействий и которое достигается в результате соударений.

Трудность использования уравнения Больцмана связана с тем, что в интеграл столкновений входит сечение $\sigma_{\alpha\beta}$, определяемое характером сил, с которыми взаимодействуют сталкивающиеся частицы. Поскольку в общем случае эти силы не могут быть определены, то и конкретный вид интеграла столкновений Больцмана найти не удастся.

Кинетическое уравнение Ландау. Силы, с которыми взаимодействуют заряженные частицы, известны, они меняются по закону Кулона. Кинетическое уравнение в этом случае принимает вид, найденный Л. Д. Ландау:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial \mathbf{r}} + e_{\alpha} \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right\} \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial \mathbf{p}} = \\ = \sum_{\beta} \frac{\partial}{\partial p_{\alpha i}} \int 2\pi e_{\alpha}^2 e_{\beta}^2 \frac{u^2 \delta_{ij} - u_i u_j}{u^3} \Lambda \left[F_{\beta}(\mathbf{p}_{\beta}) \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial p_{\alpha j}} - \right. \\ \left. - F_{\alpha}(\mathbf{p}_{\alpha}) \frac{\partial F_{\beta}}{\partial p_{\beta j}} \right] dp_{\beta}, \end{aligned} \quad (1.290)$$

где $p_{\alpha i}$ — i -я проекция импульса $\mathbf{p}_{\alpha} = m_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha}$ частицы сорта α и подразумевается суммирование по повторяющимся в сомножителях индексам; $\mathbf{u} = (\mathbf{v}_{\alpha} - \mathbf{v}_{\beta})$ — относительная скорость соударяющихся частиц; Λ — кулоновский логарифм.

Уравнения Власова. Трудности, связанные с учетом столкновений, могут быть обойдены в случае, если анализируется быстрый (высокочастотный) процесс, характерное время развития которого мало по сравнению со средним временем свободного пробега частицы. При этом соударения не успевают оказать воздействие на изучаемое явление и в кинетическом уравнении можно пренебречь столкновительным членом. Если учесть, что поля в плазме, создаваемые частицами, могут быть найдены по известной функции распределения, то задача сводится к решению системы уравнений из бесстолкновительного кинетического уравнения

$$\frac{\partial F_{\alpha}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right\} \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (1.291)$$

и уравнений Максвелла, определяющих величину электромагнитного поля, источники которого связаны с функцией распределения соотношениями

$$\rho = \sum_{\alpha} e_{\alpha} \int F_{\alpha} d\mathbf{v}, \quad \mathbf{j} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} \int \mathbf{v} F_{\alpha} d\mathbf{v}, \quad (1.292)$$

где ρ и $\mathbf{j}$ — макроскопические плотности заряда и тока соответственно. Самосогласованная система уравнений, связывающая функцию распределения с полями, а поля с функцией распределения, носит название системы уравнений Власова.

Модельные интегралы столкновений. Невозможность при расчете соударений заряженных частиц с нейтральными придать конкретную форму интегралу столкновений Больцмана побудила ввести модельные интегралы, не выводимые из общих соображений, но представляемые в форме, удовлетворяющей законам сохранения, и приводящие функцию распределения в стационарном случае к максвелловской. Наиболее простым из них является интеграл Бхатнагара—Гросса—Крука (БГК), имеющий вид

$$\left. \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial t} \right|_{\text{ст}} = - \sum_{\beta} \nu_{\alpha\beta} \left(F_{\alpha} - \frac{F_{\alpha 0}}{n_{\alpha 0}} \int F_{\alpha} d\mathbf{v} \right) \simeq - \sum_{\alpha} \nu_{\alpha\beta} (F_{\alpha} - F_{\alpha 0}), \quad (1.293)$$

где $F_{\alpha 0}$ — равновесная функция распределения, к которой стремится функция F_{α} в результате соударений с частицами типа β ; $\nu_{\alpha\beta}$ — частота столкновений. Интеграл не дает возможность вычислить частоту соударений, ее находят из каких-то других соображений, например из приведенных в п. 1.2.2.

1.6.2. Проводимость

и диэлектрическая проницаемость плазмы

Вопрос о проводимости и диэлектрической проводимости плазмы уже рассматривался в гидродинамическом приближении. Плазму считали находящейся под действием внешнего магнитного поля, проводимость и проницаемость были представлены как

тензоры, и найдены были элементы этих тензоров. Покажем теперь особенности кинетического подхода к задаче. Разберем наиболее простой случай плазмы без магнитного поля.

Пусть плазма находится под действием электрического поля плоской монохроматической волны типа (1.109). Скорости частиц будем считать малыми по сравнению со скоростями света, действием магнитного поля волны поэтому пренебрежем. Функция распределения f_α частиц сорта α , связанная с концентрацией частиц и функцией распределения F_α соотношением $f_\alpha = F_\alpha/n_\alpha$, нормирована на 1:

$$\int f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} = \frac{1}{n_\alpha} \int F_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} = 1. \quad (1.294)$$

Считаем, что она состоит из фоновой части $f_{0\alpha}(\mathbf{v})$ и малой возмущенной $f_{1\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$. Фоновую плазму примем стационарной и однородной, а возмущенную часть меняющейся по тому же закону, что и волна. Это позволяет записать кинетическое уравнение в форме

$$-i\omega f_{1\alpha} + i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) f_{1\alpha} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{E} \frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \mathbf{v}} = -\nu_\alpha f_{1\alpha} \quad (1.295)$$

при интеграле столкновений вида (1.293). Его решением является

$$f_{1\alpha} = i \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{E} \frac{1}{\mathbf{k}\mathbf{v} - \omega - i\nu_\alpha} \frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \mathbf{v}}. \quad (1.296)$$

Плотность тока, созданного частицами сорта α , которая соответствует найденной функции распределения, равна

$$\mathbf{j}_\alpha = n_\alpha e_\alpha \int \mathbf{v} f_{1\alpha} d\mathbf{v} = i \frac{n_\alpha e_\alpha^2}{m_\alpha} \int \frac{\mathbf{v} \mathbf{E} \partial f_{0\alpha} / \partial \mathbf{v}}{\mathbf{k}\mathbf{v} - \omega - i\nu_\alpha} d\mathbf{v} \quad (1.297)$$

или в проекциях на оси системы координат x_j, x_k, x_l

$$j_{\alpha j} = i \frac{n_\alpha e_\alpha^2}{m_\alpha} \int \frac{v_j E_l \partial f_{0\alpha} / \partial v_l}{\mathbf{k}\mathbf{v} - \omega - i\nu_\alpha} d\mathbf{v}. \quad (1.298)$$

Найденному соотношению между полем и током соответствует проводимость для частиц сорта α

$$\sigma_{\alpha jl} = i \frac{n_\alpha e_\alpha^2}{m_\alpha} \int \frac{v_j \partial f_{0\alpha} / \partial v_l}{\mathbf{k}\mathbf{v} - \omega - i\nu_\alpha} d\mathbf{v}. \quad (1.299)$$

В соответствии с (1.139) и (1.299) диэлектрическая проницаемость многокомпонентной плазмы будет

$$\epsilon_{jl} = \delta_{jl} - \sum_\alpha \frac{\omega_\alpha^2}{\omega} \int \frac{v_j \partial f_{0\alpha} / \partial v_l}{\mathbf{k}\mathbf{v} - \omega - i\nu_\alpha} d\mathbf{v}. \quad (1.300)$$

Продольная диэлектрическая проницаемость. В соответствии с (1.144) для изучения продольных волн достаточно рассмотреть компоненту ϵ_{ll} тензора (1.300), где ось x_l сориентирована вдоль

направления распространения волны, т. е. вдоль вектора $\mathbf{k}$. Если под v понимать далее скорость частиц в том же направлении ($v = v_l$), то для ϵ получим:

$$\epsilon \equiv \epsilon_{ll} = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}^2}{\omega} \int \frac{v \partial f_{0\alpha} / \partial v}{kv - \omega - iv_{\alpha}} dv \equiv 1 + \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha}. \quad (1.301)$$

Будем далее считать величину v_{α} малой. Интеграл при этом может быть вычислен. Запишем ϵ_{α} в виде

$$\epsilon_{\alpha} = - \frac{\omega_{\alpha}^2}{k^2} \int \frac{\partial f_{0\alpha} / \partial v}{v - v_0} dv, \quad (1.302)$$

где

$$v_0 = (\omega + iv_{\alpha})/k. \quad (1.303)$$

Интеграл содержит особенность в точке v_0 , лежащей несколько выше вещественной оси. Такой интеграл принято разбивать на два: по полуокружности малого радиуса вокруг полюса и по остальному пути интегрирования. Так как особая точка лежит выше вещественной оси, ее следует обойти снизу. Комплексный вектор $\xi = v - v_0$ при обходе будет поворачиваться против часовой стрелки, в направлении увеличения аргумента θ , и интеграл по полуокружности окажется равным

$$\int_C \frac{\partial f_{0\alpha} / \partial v}{v - v_0} dv = \pi i \left. \frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial v} \right|_{v=v_0}. \quad (1.304)$$

Интеграл по остальному пути обозначается как главное значение символом P . Таким образом,

$$\epsilon_{\alpha} = - \frac{\omega_{\alpha}^2}{k^2} \left[P \int \frac{\partial f_{0\alpha} / \partial v}{v - v_0} dv + i\pi \left. \frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial v} \right|_{v=v_0} \right]. \quad (1.305)$$

За $f_{0\alpha}$ можно принять одномерную максвелловскую функцию

$$f_{0\alpha} = \frac{1}{\sqrt{\pi} w_{\alpha}} \exp \left(- \frac{v^2}{w_{\alpha}^2} \right), \quad w_{\alpha} = \sqrt{\frac{2T_{\alpha}^*}{m_{\alpha}}}, \quad (1.306)$$

где w_{α} — наиболее вероятная скорость частиц сорта α , и интегрирование вести только по одной переменной v . В этом случае интеграл в (1.302) может быть взят. Подставляя в него (1.306), получим

$$\epsilon_{\alpha} = \frac{2\omega_{\alpha}^2}{\sqrt{\pi} k^2 w_{\alpha}^3} \int \frac{v \exp(-v^2/w_{\alpha}^2)}{v - v_0} dv. \quad (1.307)$$

Интегрируя по частям, учитывая (1.289) и вводя обозначения

$$z_{\alpha} = v_0/w_{\alpha}, \quad x_{\alpha} = v/w_{\alpha}, \quad (1.308)$$

получим:

$$\epsilon_{\alpha} = \frac{2\omega_{\alpha}^2}{k^2 w_{\alpha}^2} \left[1 + \frac{z_{\alpha}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x_{\alpha}^2}}{x_{\alpha} - z_{\alpha}} dx_{\alpha} \right], \quad (1.309)$$

где пренебрежено величиной v_α в множителе перед интегралом. Интеграл (1.309) может быть выражен через хорошо изученный и табулированный интеграл вероятности от комплексного аргумента [258]

$$W(z) = \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{z-t} dt = e^{-z^2} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{t^2} dt \right). \quad (1.310)$$

Таким образом, компонента ε_α может быть представлена в виде

$$\varepsilon_\alpha = \frac{2\omega_\alpha^2}{k^2 w_\alpha^2} [1 + i\sqrt{\pi} z_\alpha W(z_\alpha)] \quad (1.311)$$

или, подставляя развернутое выражение $W(z_\alpha)$,

$$\varepsilon_\alpha = \frac{2\omega_\alpha^2}{k^2 w_\alpha^2} [R(z_\alpha) + iI(z_\alpha)], \quad (1.312)$$

где

$$R(z) = 1 - 2ze^{-z^2} \int_0^z e^{t^2} dt,$$

$$I(z) = \sqrt{\pi} ze^{-z^2}. \quad (1.313)$$

Вид функций $R(z)$ и $I(z)$ приведен на рис. 1.8. При малых или, наоборот, больших значениях аргумента функцию $R(z)$ можно заменить асимптотическими разложениями соответственно

$$R(z) = 1 - 2z^2 \left[1 - \frac{2}{3} z^2 + \frac{4}{15} z^4 - \dots \right], \quad (1.314)$$

$$R(z) = -\frac{1}{2z^2} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{1}{z^2} + \frac{15}{4} \frac{1}{z^4} + \dots \right]. \quad (1.315)$$

Заметим также, что множитель перед функциями $R(z)$ и $I(z)$ в (1.312) может быть представлен в виде:

$$\frac{2\omega_\alpha^2}{k^2 w_\alpha^2} = \frac{4}{k^2 r_D^2} \frac{T_e}{T_\alpha}. \quad (1.316)$$

1.6.3. Дисперсионные соотношения для электростатических волн

По найденной диэлектрической проницаемости могут быть получены характеристики электростатических волн. Дисперсионное уравнение для них в простейшем случае двухкомпонентной плазмы имеет вид

$$\varepsilon \equiv 1 + \varepsilon_e + \varepsilon_i = 0. \quad (1.317)$$

Так как ε комплексно, то (1.317) означает два уравнения: для

действительной части, определяющей частоты колебаний, и мнимой, определяющей затухание. Рассмотрим частоты колебаний, представив действительную часть (1.317) в развернутом виде:

$$\operatorname{Re} \varepsilon = 1 + \frac{1}{k^2 r_D^2} R(z_e) + \frac{1}{k^2 r_D^2} \frac{T_e^*}{T_i^*} R(z_i) = 0. \quad (1.318)$$

Пренебрегая обычными столкновениями (ν мало), будем считать далее z_e и z_i действительными величинами. Гидродинамическое рассмотрение позволило установить существование двух основных типов электростатических волн в плазме: низкочастотных ионно-звуковых и высокочастотных плазменных.

Для диапазона низких частот (ионно-звуковые волны) z_e , т. е. частота в долях доплеровского смещения на тепловой скорости электронов, мала ($z_e \ll 1$) и можно поэтому положить $R(z_e) = 1$. Относительная частота z_i должна превышать 1, поскольку при значениях z_i , близких к единице, фазовая скорость ионно-звуковой волны близка к тепловой скорости иона и затухание волны становится слишком большим. Для превышения фазовой скорости над тепловой требуется, чтобы $z_i \gg 1$.

Используем поэтому разложение (1.315) и запишем дисперсионное уравнение (1.318) в виде

$$1 + \frac{1}{k^2 r_D^2} - \frac{T_e^*}{2k^2 r_D^2 T_i^*} \frac{1}{z_i^2} \left(1 + \frac{3}{2z_i^2} \right) = 0. \quad (1.319)$$

Его решением будет

$$z_i^2 \approx \frac{T_e^*}{2T_i^* (1 + k^2 r_D^2)} + \frac{3}{2} \quad (1.320)$$

и соответствующая ему фазовая скорость волны равна

$$\frac{\omega}{k} = \left[\frac{T_e^*}{(1 + k^2 r_D^2) m_i} + 3 \frac{T_i^*}{m_i} \right]^{1/2}. \quad (1.321)$$

При гидродинамическом рассмотрении, выполненном ранее, для нахождения фазовой скорости ионно-звуковой волны было получено выражение (1.264), которое совпадает с (1.321), если положить $\gamma_e = 1$, $\gamma_i = 3$. Это можно истолковать как неизменность электронной температуры при прохождении ионно-звуковой волны (изотермичность процесса в электронном газе) и адиабатичность процесса в ионном газе при одномерном движении частицы. При достаточно больших длинах волн (kr_D мало) фазовая скорость ионно-звуковой волны стремится к тепловой скорости частицы, обладающей массой иона и температурой $T_e + 3T_i$.

В диапазоне высоких частот (электронно-звуковые волны) при $z_e \sim 1$ значение z_i из-за малости w_i становится большим; при этом $R(z_i) = I(z_i) = 0$: частота волны слишком велика, чтобы привести

ионы в движение. Применяя к $R(z_e)$ разложение (1.315), запишем (1.318) в виде

$$\varepsilon = 1 - \frac{1}{2k^2 r_D^2 z_e^2} \left(1 + \frac{3}{2z_e^2} \right) = 0. \quad (1.322)$$

Его решением будет

$$z_e^2 \approx \frac{1}{2k^2 r_D^2} + \frac{3}{2}, \quad (1.323)$$

или

$$\omega^2 = \omega_e^2 (1 + 3k^2 r_D^2). \quad (1.324)$$

Этот результат соответствует найденному ранее (1.261), если принять $\gamma_e = 3$, т. е. принять одномерное адиабатическое движение электронного газа в плазменной волне.

1.6.4. Затухание электростатических волн, аномальные соударения

Комплексность, наличие мнимой части у продольной диэлектрической проницаемости означает, что ω и k не могут одновременно быть вещественными. При вещественном k амплитуда волны неизменна в пространстве, но при этом ω комплексна и амплитуда волны должна меняться со временем. При вещественном ω , т. е. при неизменности амплитуды волны во времени, комплексным становится волновой вектор, что означает изменение амплитуды волны при распространении — поглощение волны средой или, наоборот, ее усиление. К поглощению волны приводят соударения, однако взаимодействия волн и частиц могут привести к поглощению и в бесстолкновительной плазме, поэтому такого рода взаимодействия можно определить как *аномальные соударения*.

Будем считать, что наличие у частоты ω мнимой части:

$$\omega = \omega_0 + i\gamma \quad (1.325)$$

привело к комплексности ε , т. е.

$$\varepsilon(\omega) = \text{Re} \varepsilon + i \text{Im} \varepsilon = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega). \quad (1.326)$$

Мнимые части в (1.325) и (1.326) будем считать малыми. Если рассматривать мнимую часть ω как ее приращение ($\omega = \omega_0 + \Delta\omega = \omega_0 + i\gamma$), то для ε можно записать

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega) &= \varepsilon(\omega_0) + \Delta\varepsilon = \varepsilon_1(\omega_0) + \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega} \Delta\omega + i\varepsilon_2 = \\ &= \varepsilon_1(\omega_0) + i\gamma \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega} + i\varepsilon_2 \end{aligned} \quad (1.327)$$

и из дисперсионного уравнения $\varepsilon = 0$ следует, что

$$\gamma = -\varepsilon_2 \left/ \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega} \right. = -\text{Im} \varepsilon \left/ \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re} \varepsilon \right. \quad (1.328)$$

Если комплексным полагать волновой вектор $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + i\gamma_k$, а не частоту, то по аналогии с (1.328) можно получить

$$\gamma_k = -\operatorname{Im} \varepsilon / \frac{\partial}{\partial k} \operatorname{Re} \varepsilon. \quad (1.329)$$

Поскольку $\varepsilon(k, \omega)$ является функцией двух аргументов, то из дисперсионного уравнения вытекает

$$d\varepsilon_1 = \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega} d\omega + \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial k} dk = 0, \quad (1.330)$$

и, следовательно,

$$u_{\text{гр}} \equiv \frac{d\omega}{dk} = - \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial k} \right) / \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega} \right) = - \frac{\gamma}{\gamma_k}. \quad (1.331)$$

Мнимые части величин ω и k должны быть обратны по знаку, отношение их модулей равно модулю групповой скорости волны. Пространственному затуханию волны, распространяющейся вдоль вектора $\mathbf{r}$, соответствует $\operatorname{Im} k > 0$.

Затухание продольных волн в плазме можно найти, определив действительную и мнимую части ε из (1.312), (1.313) для соответствующего диапазона частот. Для *электронных (плазменных, ленгмюровских) колебаний*, полагая z_i большим ($R(z_i) = I(z_i) = 0$, т. е. ионы неподвижны) и оставляя для $R(z_e)$ первое слагаемое из (1.315), найдем:

$$\operatorname{Re} \varepsilon \approx 1 - \frac{\omega_e^2}{\omega^2}, \quad \operatorname{Im} \varepsilon = \frac{\sqrt{\pi}}{k^2 r_D^2} \frac{\omega}{k} \sqrt{\frac{m_e}{2T_e^*}} \exp\left(-\frac{\omega^2 m_e}{2T_e^*}\right). \quad (1.332)$$

Используя для показателя экспоненты в (1.332) значение частоты из (1.324) и ограничиваясь для расчета множителя перед экспонентой более грубым значением $\omega = \omega_e$, получим из (1.328) для затухания плазменных колебаний известную формулу Ландау

$$\gamma = - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_e}{k^3 r_D^3} \exp\left(-\frac{1}{2k^2 r_D^2} - \frac{3}{2}\right). \quad (1.333)$$

Формула указывает, что плазменные волны могут существовать только при достаточно больших длинах волн, существенно превышающих дебаевский радиус, или, что эквивалентно, при $u_{\text{ф}} \gg w$, где w — тепловая скорость частиц, иначе тепловое движение будет гасить плазменные колебания.

Принимая для *диапазона ионно-звуковых волн* kr_D малым, найдем из (1.312), (1.313)

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \varepsilon &= \frac{\sqrt{\pi}}{k^2 r_D^2} \frac{\omega}{k} \sqrt{\frac{m_e}{2T_e^*}} + \frac{\sqrt{\pi}}{k^2 r_D^2} \frac{T_e^*}{T_i^*} \frac{\omega}{k} \sqrt{\frac{m_i}{2T_i^*}} \exp\left(-\frac{\omega^2 m_i}{2T_i^*}\right), \\ \operatorname{Re} \varepsilon &= 1 + \frac{1}{k^2 r_D^2} - \frac{\omega_i^2}{\omega^2}. \end{aligned} \quad (1.334)$$

Используя для показателя экспоненты его значение из (1.320) и ограничиваясь при расчете множителя перед экспонентой приближенным значением $\omega = k\sqrt{T_e/m_i}$, соответствующим условию $T_e \gg T_i$, получим для затухания ионно-звуковых волн

$$\gamma = -\sqrt{\frac{\pi}{8}}k\sqrt{\frac{T_e}{m_i}}\left\{\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} + \left(\frac{T_e^*}{T_i^*}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{T_e^*}{2T_i^*(1+k^2r_D^2)} - \frac{3}{2}\right]\right\}. \quad (1.335)$$

Формулы (1.333), (1.335) описывают бесстолкновительное затухание волн, созданное обменом энергией между волной и резонансными частицами, тепловая скорость которых близка к фазовой скорости волны. При наличии обычных столкновений затухание усиливается, энергия волны переходит в тепловую энергию частиц. Учет соударений в кинетической теории изменяет мнимую часть ϵ на такую же величину, как и в гидродинамической теории, при этом $\text{Im} \epsilon$ для диапазона плазменных волн в отличие от (1.332) становится равной

$$\text{Im} \epsilon = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega \sqrt{m_e/2T_e^*}}{k^3 r_D^2} \exp\left(-\frac{\omega^2 m_e}{2k^2 T_e^*}\right) + \frac{\nu \omega_e^2}{\omega^3} \quad (1.336)$$

и соответственно

$$\gamma = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_e}{k^3 r_D^2} \exp\left(-\frac{1}{2k^2 r_D^2} - \frac{3}{2}\right) - \frac{\nu}{2}. \quad (1.337)$$

Аналогичная добавка появляется и в формуле для затухания ионно-звуковых волн.

1.6.5. Неустойчивости, влияние направленных движений

Усложним задачу, рассмотренную выше, допустив существование в плазме направленного движения частиц одного сорта относительно остальных (тока). Пусть в выбранной нами системе координат направленная скорость ионов отсутствует, но электроны движутся относительно нее со средней скоростью u . Такие условия могут встретиться в ионосфере из-за различия в степени замагниченности ионов и электронов. Функция распределения ионов останется прежней, а фоновая функция распределения электронов принимает вид

$$f_{0e} = \frac{1}{\sqrt{\pi} w_e} \exp\left[-\frac{(v-u)^2}{w_e^2}\right]. \quad (1.338)$$

Мнимую часть диэлектрической проницаемости, определяющую затухание по (1.328), для новой функции распределения

найдем из (1.305). В отсутствие соударений она равна

$$\operatorname{Im} \varepsilon_e = -\pi \frac{\omega_e^2}{k^2} \frac{\partial f_{0e}}{\partial v} \Big|_{v=v_0} = \sqrt{\pi} \frac{\omega_e^2}{k^3 w_e^3} (\omega - ku) \exp \left[-\frac{(\omega - ku)^2}{k^2 w_e^2} \right]. \quad (1.339)$$

Наличие электронного тока может привести как к увеличению, так и к уменьшению затухания, и даже к смене знака, к усилению волн — к *токовой неустойчивости*. Это произойдет, если направленная скорость электронов, движущихся в том же направлении, что и волна, сравняется с фазовой скоростью волны ω/k и превысит ее. Так как в плазме могут существовать лишь определенные моды волн, характеризующиеся своими фазовыми скоростями, то для возбуждения волн и перехода плазмы в неустойчивое состояние требуется, чтобы скорость направленного движения электронов превысила фазовую скорость какой-либо из собственных волн плазмы, например ионно-звуковой волны.

Неустойчивость может возникнуть и в случае, если направленной скоростью обладает не весь электронный газ, а его малая часть (пучок или сгусток электронов, движущийся через фоновый газ). Этот вид неустойчивости называется *пучковой неустойчивостью*. Суммарная функция распределения электронов в этом случае будет иметь два максимума: один вблизи нулевой скорости, отражающий распределение скоростей частиц фоновой плазмы, и второй вблизи направленной скорости пучка, отражающий распределение частиц по скоростям в пучке. Если направленная скорость несколько превышает фазовую скорость волны, производная от функции распределения в окрестности точки $v = u_{\phi}$ положительна, число частиц, обгоняющих волну, превышает число отстающих, и частицы передают свою энергию волне. Пучок будет возбуждать волны, причем эффективность возбуждения, величина инкремента нарастания волн γ будет тем выше, чем круче нарастает функция распределения, т. е. чем меньше разброс скоростей в пучке, или чем ниже его температура.

1.6.6. Флуктуации плотности плазмы

Хаотическое тепловое движение частиц приводит к непрерывному изменению их числа в любом фиксированном элементе объема. Концентрация плазмы поэтому непрерывно меняется в пространстве и времени. Поскольку частицы плазмы электрически заряжены, то их независимое движение должно приводить к нарушению квазинейтральности и к возникновению в плазме электрического поля, стремящегося восстановить нейтральность.

Допустим, что нам удалось пронумеровать все частицы какого-либо сорта α , находящегося в данном объеме, и установить, что в момент времени t j -я частица находилась в точке $\mathbf{r}_j(t)$ и обладала

скоростью $v_j(t)$. Функцию распределения при этом можно определить как

$$F_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \sum_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j(t)) \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_j(t)), \quad (1.340)$$

где суммирование выполняется по всем частицам данного сорта, находящимся в рассматриваемом объеме.

Будем считать, что отсутствуют внешние причины, вызывающие систематическое изменение плазмы в пространстве и времени. В этом случае среднее значение функции распределения, полученное по всем ее возможным значениям, т. е. среднее по ансамблю,

$$F_{0\alpha} = \langle F_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \rangle = F_{0\alpha}(\mathbf{v}) \quad (1.341)$$

будет функцией только от скоростей и будет характеризовать среднее распределение частиц по скоростям. Разность между функцией распределения (1.340), характеризующей истинное распределение частиц, и ее средним значением $F_{0\alpha}$ даст флуктуационную часть функции распределения:

$$F_{1\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = F_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - F_{0\alpha}(\mathbf{v}). \quad (1.342)$$

Для ее нахождения обратимся к кинетическому уравнению. Столкновения будем считать редкими и учтем, что флуктуации сопровождаются возникновением электрического поля $\mathbf{E}$:

$$\frac{\partial}{\partial t} F_{1\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} F_{1\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \frac{\partial F_{0\alpha}(\mathbf{v})}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (1.343)$$

Здесь опущено слагаемое, содержащее произведение поля $\mathbf{E}$ на производную от $F_{1\alpha}$, поскольку обе величины считаются малыми и их произведение — малая высшего порядка.

Найдем спектральное распределение флуктуаций, выполнив над кинетическим уравнением преобразования Фурье по пространству и Лапласа по времени. При этом

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \exp[i(\omega + i\gamma)t] dt \int_{-\infty}^\infty \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r} &= \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega), \\ \int_{-\infty}^\infty \frac{\partial}{\partial t} F_{1\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r} &= \frac{\partial}{\partial t} \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, t), \\ \int_{-\infty}^\infty \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} F_{1\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \exp[i(\omega + i\gamma)t] dt &= \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \omega). \end{aligned} \quad (1.344)$$

В полученных выражениях γ — мнимая часть величины ω , входящей в преобразование Лапласа; она имеет смысл частоты аномальных или обычных соударений. Эту величину мы считаем исчезающе малой; сохранение величины γ в уравнениях важно для оценки знака мнимой части ω при определении направления

обхода при интегрировании, а также для оценки сходимости интеграла при устремлении t к бесконечности. Преобразуем далее:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, t) \exp[i(\omega + i\gamma)t] dt &= \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, t) \exp[i(\omega + i\gamma)t] \Big|_0^{\infty} - \\ &- i(\omega + i\gamma) \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega) = -\tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, t=0) - \\ &- i(\omega + i\gamma) \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega), \\ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \omega) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r} &= \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \omega) \Big|_{-\infty}^{\infty} + \\ &+ i\mathbf{k} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \omega) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r} = i\mathbf{k} \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega), \end{aligned} \quad (1.345)$$

после чего кинетическое уравнение приобретает вид

$$\begin{aligned} -\tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, t=0) - i(\omega + i\gamma) \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega) + i(\mathbf{k}, \mathbf{v}) \tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega) + \\ + \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) \frac{\partial F_{0\alpha}(\mathbf{v})}{\partial \mathbf{v}} = 0. \end{aligned} \quad (1.346)$$

Его решением при $\gamma \rightarrow 0$ будет

$$\tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega) = -i \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) \frac{\partial F_{0\alpha} / \partial \mathbf{v}}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}} + i \frac{F_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, t=0)}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}}. \quad (1.347)$$

Спектр флуктуационной части функции распределения распадается на два слагаемых, одно из которых определяется начальным спектром флуктуаций, другое учитывает действие электрического поля, возникающего из-за того, что при независимом движении частиц нарушается квазинейтральность. В плазме возникает объемный электрический заряд

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{1\alpha} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} \int F_{1\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}. \quad (1.348)$$

Из уравнения Пуассона может быть найден потенциал возникающего при этом электрического поля

$$\Delta \varphi(\mathbf{r}, t) = -4\pi \rho(\mathbf{r}, t). \quad (1.349)$$

Уравнение Пуассона справедливо применительно как к заряду и потенциалу в целом, так и к каждой их пространственной гармонике, в чем можно убедиться, выполнив преобразование Фурье величин, вошедших в (1.349). Для одной гармоники потенциала получим

$$\tilde{\varphi}(\mathbf{k}, \omega) = (4\pi/k^2) \tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega) \quad (1.350)$$

и соответственно

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) = -(4\pi i/k^2) \tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{k}. \quad (1.351)$$

Подставляя (1.351) в (1.347), найдем

$$\tilde{F}_{1\alpha} = i \frac{\tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, t=0)}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}} - \frac{4\pi e_{\alpha}}{m_{\alpha} k^2} \tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega) \frac{\mathbf{k} \partial F_{0\alpha} / \partial \mathbf{v}}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}}. \quad (1.352)$$

Спектр флуктуаций концентрации частиц сорта α может быть получен интегрированием функции распределения по скоростям:

$$\tilde{n}_{1\alpha} = i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{F}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, t=0)}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}} d\mathbf{v} - \frac{4\pi e_{\alpha}}{m_{\alpha} k^2} \tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{k} \partial F_{0\alpha} / \partial \mathbf{v}}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}} d\mathbf{v}. \quad (1.353)$$

В первое слагаемое вошли пространственные гармоники флуктуационной части функции распределения $\tilde{F}_{1\alpha}$. Поскольку плазму в целом мы приняли пространственно однородной, т. е. считаем, что функция распределения $F_{0\alpha}(\mathbf{v})$ зависит только от скоростей, то в (1.353) вместо $F_{0\alpha}$ может быть взята фурье-гармоника функции F_{α} , определяемой выражением (1.340). Подынтегральное выражение во втором слагаемом зависит только от компоненты скорости вдоль вектора $\mathbf{k}$. В нем поэтому можно за величину v принять именно эту компоненты скорости, а функцию распределения $F_{0\alpha}(v)$ считать одномерной. Тогда

$$\begin{aligned} \tilde{n}_{1\alpha}(\mathbf{k}, \omega) = & i \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r})}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}} \sum \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0) d\mathbf{r} d\mathbf{v} - \\ & - \frac{4\pi e_{\alpha}}{m_{\alpha} k^2} \tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial F_{0\alpha}(v)}{\omega - kv} dv. \end{aligned} \quad (1.354)$$

Подынтегральное выражение первого слагаемого отличается от 0 только при $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$ и $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0$, и интеграл в целом равен подынтегральному выражению при указанном значении переменных. Интеграл во втором слагаемом после замены $F_{0\alpha}(v) = n_{0\alpha} f_{0\alpha}$ оказывается аналогичным вошедшему в (1.301), и выражению (1.354), следовательно, может быть придан вид:

$$\tilde{n}_{1\alpha} = i \sum_j \frac{\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{0j\alpha})}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_{0j\alpha}} - \frac{1}{e_{\alpha}} \tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega) \varepsilon_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega). \quad (1.355)$$

В первое слагаемое вошла сумма по всем частицам сорта α ; $\mathbf{r}_{0j\alpha}$ и $\mathbf{v}_{0j\alpha}$ — начальные значения координат и скоростей j -й частицы этого сорта; ε_{α} — компонента диэлектрической проницаемости, создаваемая частицами сорта α . Спектр объемной плотности зарядов равен

$$\tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega) = \sum_{\alpha} e_{\alpha} \tilde{n}_{1\alpha} = i \sum_{\alpha} e_{\alpha} \sum_j \frac{\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{0j\alpha})}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_{0j\alpha}} - \tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega) \sum_{\alpha} \varepsilon_{\alpha}. \quad (1.356)$$

Решая это уравнение относительно $\tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega)$, найдем для двух-компонентной плазмы

$$\tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega) = i \frac{e}{\varepsilon} \left(\sum_l \frac{\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{0li})}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_{0li}} - \sum_j \frac{\exp(-i\mathbf{v}\mathbf{r}_{0je})}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_{0je}} \right), \quad (1.357)$$

где

$$\varepsilon = 1 + \varepsilon_e + \varepsilon_i, \quad (1.358)$$

а ε_e и ε_i определены выражениями (1.312), (1.313). Следует подчеркнуть, что спектр флуктуаций объемной плотности зарядов оказался определяемым диэлектрической проницаемостью плазмы для электростатических волн. На частотах, где возможно их существование, диэлектрическая проницаемость резко уменьшается и соответственно возрастает уровень отклонения локальной плотности от среднего. На частотах, далеких от частот электростатических волн, электрическое поле, восстанавливая квазинейтральность, гасит флуктуации.

Подставляя найденное значение $\tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega)$ в (1.355), можно найти спектр флуктуаций концентрации частиц любого сорта. Спектр флуктуаций электронной концентрации, в частности, имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{n}_{1e} = & i \sum_j \frac{\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{0je})}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_{0je}} + i \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \sum_l \frac{\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{0li})}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_{0li}} - \\ & - i \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \sum_j \frac{\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{0je})}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_{0je}}. \end{aligned} \quad (1.359)$$

Спектр оказался состоящим из трех слагаемых: флуктуаций, создаваемых независимым тепловым движением электронов и флуктуаций от действия полей, создаваемых флуктуациями концентрации электронов и флуктуациями концентрации ионов. Полученное выражение для спектра флуктуаций будет использовано в следующей главе (см. п. 2.5.5) при рассмотрении некогерентного рассеяния радиоволн и обоснования соответствующего метода исследования ионосферы.

МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА СОСТОЯНИЕМ ИОНОСФЕРЫ (ионосферные измерения)

В связи с тем, что интерес исследователей к ионосфере исторически был обусловлен ее влиянием на распространение радиоволн, за основной параметр, характеризующий ионосферу, была принята концентрация электронов, как величина, в первую очередь определяющая показатель преломления радиоволн. По мере развития знаний об ионосфере и техники ее исследований появился и непрерывно усиливался интерес и к другим параметрам, характеризующим физическую обстановку в ионосфере и протекающие в ней процессы, таким, как температура, состав, скорость направленного движения заряженных и нейтральных частиц.

Экспериментальные исследования ионосферы начались с измерений вертикального распределения электронной концентрации методом *вертикального зондирования* (ВЗ). Способность ионосферы отражать радиоволны была использована для определения времени пробега волны до точки отражения и обратно. Зондирование состоит в определении этого времени в зависимости от частоты зондирующей волны. График этой зависимости, называемый *ионограммой*, упрощенно трактуется как зависимость частоты отраженной волны или, что эквивалентно, электронной концентрации от высоты. Последняя определяется по времени пробега в предположении, что скорость волны равна скорости света. Это весьма грубое приближение, и соответствующие ему высоты являются лишь кажущимися или эффективными. Существуют методы пересчета этих высот в истинные, однако они полностью не устраняют неоднозначность. Регулярное зондирование ионосферы, начатое более 60 лет назад, в настоящее время ведется во многих пунктах. Метод ВЗ долгое время был единственным, а затем основным методом исследования ионосферы; с его помощью накоплен основной массив информации о поведении электронной концентрации на высотах областей E ($h \sim 90 \div 140$ км) и $F1$ ($h \sim 140 \div 200$ км) вплоть до максимума слоя $F2$ ($h_m F2 \simeq 220 \div 400$ км).

Метод ВЗ, однако, имеет свои ограничения, стимулировавшие поиски других измерительных средств. Он, например, основан на использовании коротких волн ($f \gtrsim 1$ МГц) и не может быть применен для исследования самых нижних слоев — области

$D(h \sim 50 \div 90 \text{ км})$ ионосферы, отражающих длинные и средние волны. Ему недоступны интервалы высот с убывающей вверх электронной концентрацией. Ограничением метода может считаться и то, что он дает информацию о ионосфере только над измерительной установкой.

Желание получить информацию не только о вертикальном, но и горизонтальном распределении характеристик ионосферы привело к появлению модификаций метода в виде методов *наклонного зондирования* (НЗ) и *возвратно-наклонного зондирования* (ВНЗ). В методе НЗ передающая и приемная части установки пространственно разнесены и связь между ними осуществляется радиоволной, наклонно падающей на ионосферу. В методе возвратно-наклонного зондирования при совмещенных передающей и приемной частях производится прием сигнала, отраженного от ионосферы при наклонном на нее падении, затем рассеянного назад земной поверхностью и вернувшегося к приемнику приблизительно по пути первичного сигнала.

В методе НЗ положение исследуемого участка ионосферы определяется расстановкой передающей и приемной частей и, следовательно, фиксировано. Метод НЗ не является поэтому методом картирования ионосферы, исследования ее пространственного распределения, скорее — это метод исследования особенностей распространения радиоволн по заданной трассе. Исследование характера изменений ионосферы в горизонтальном направлении выполняется при возвратно-наклонном зондировании. Оно осуществляется путем переориентации антенны передающе-приемного устройства. Реализация метода ВНЗ, однако, наталкивается на очень большие технические трудности, препятствующие широкому распространению метода.

Более продуктивным для исследования горизонтальных вариаций, оказавшим большое влияние на развитие науки, стал метод *зондирования сверху*, осуществляемый с помощью ионозонда, помещенного на спутник, и позволяющий получить картину распределения ионосферной плазмы вдоль орбиты спутника. Ионозонд способен дать информацию только о слоях ионосферы, в которых электронная концентрация возрастает с удалением от измерительной установки. Наземный ионозонд исследует ионосферу только ниже главного максимума электронной концентрации, спутниковый — только выше. Сам максимум является общей точкой, регистрируемой обеими установками, и может служить для согласования наземной и внешней ионограмм. Информация о существовании таких неоднородностей глобального распределения ионосферной плазмы, как главный ионосферный провал и провал легких ионов, в наиболее четкой форме была получена именно при зондировании сверху.

На спутник или ракету, разумеется, могут быть помещены и другие измерительные средства. Плотность плазмы в месте, где находится спутник, может быть, например, измерена *электрическим зондом*, на который подается напряжение, ускоряющее или

тормозящее заряженные частицы. Методика измерения требует предварительного определения энергии частиц, выполняемого этим же прибором. Плотность частиц определяется, следовательно, одновременно с их температурой. На спутник может быть помещен и *масс-спектрометр*, позволяющий рассортировать частицы по их массам и измерить концентрацию частиц каждого сорта.

Радиоволны достаточно высокой частоты, посланные со спутника, пройдут через ионосферу насквозь и могут быть приняты на земле (*радиопросвечивание*). По измерениям фазового или группового пути принятого сигнала или угла поворота плоскости поляризации (фарадеевского вращения) может быть определено интегральное содержание электронов вдоль радиолуча.

Радиопросвечивание ионосферы может быть осуществлено с использованием и естественных источников радиоизлучения, расположенных за пределами ионосферы. Наблюдения за вариациями космического радишума, прошедшего через ионосферу и постоянного за ее пределами, указывают на *вариации поглощения* этого шума и, следовательно, на вариации содержания электронов и (или) их частоты соударений в нижней ионосфере.

Специальными средствами исследования нижней ионосферы, недоступной для большинства обычных методов (зондирование зеркально отраженными волнами, измерения со спутников), являются методы *частичных отражений* и *кросс-модуляции*. Первый использует рассеяние радиоволн КВ-диапазона на неоднородностях показателя преломления в области *D* ионосферы, порождаемых турбулентными движениями в атмосфере. Во втором измеряются изменения поглощения зондирующего КВ-радиосигнала, вызванные искусственным воздействием на ионосферу мощной греющей радиоволной.

Предложены и осуществляются различные способы исследования движений в ионосфере. Изменение во времени высоты ионизированных слоев может быть измерено ионозондом, работающим на фиксированной частоте и принимающим отражения от слоя с определенной концентрацией. При этом может быть выполнено измерение *доплеровского смещения частоты*. Для исследований движений может быть использован и разнесенный прием сигнала, отраженного от ионосферы или прошедшего через нее. По корреляции флуктуаций интенсивности или фазы сигнала, принятого в различных точках, находится *скорость движения интерференционной картины*.

Во время войны был изобретен радиолокатор. Важная роль, которую он сыграл в ходе военных действий, побудила всесторонне исследовать условия его работы, и при этом было установлено, что УКВ-радары, работающие в высоких широтах, могут принимать сигналы, рассеянные на каких-то образованиях в атмосфере. Поскольку эти помехи чаще всего возникали при появлении полярных сияний, их первоначально приняли за радиоотражения от полярных сияний, присвоив им название *радиоавроры*. Деталь-

ные исследования показали, что они не совпадают с видимыми сияниями, но близки к ним, как бы оконтуривают их.

Принимаемые радиотражения оказались сигналами, рассеянными на волнах электронной концентрации, в типичном для полярной ионосферы случае, когда из-за возникшей в ней неустойчивости произошла раскачка электростатических волн. Изменения электронной концентрации, а следовательно, и показателя преломления в электростатической волне, как правило, малы, и радиосигнал, рассеянный на таких волнах, должен быть весьма слабым по сравнению с зеркально отраженным. Тем не менее он измерим, поскольку рассеяние происходит на частицах, движение которых упорядочено волною, и рассеяние поэтому является когерентным.

По доплеровскому смещению радиоавроры оценивалась скорость ее движения, оказавшаяся весьма близкой, если не просто равной скорости ионосферного дрейфа. Если последний отождествлять с электрическим дрейфом, то радар может рассматриваться как измеритель ионосферного электрического поля. В настоящее время для ионосферных исследований построены установки, состоящие из пары радаров, разнесенных на большое расстояние, и снабженные антеннами, позволяющими принимать отражения от многих участков исследуемого района ионосферы, так что установка в целом дает картину распределения векторов скорости ионосферного дрейфа или векторов электрического поля в исследуемом районе.

Развитие радиолокационной техники привело к появлению очень информативного радиофизического метода исследования ионосферы — метода *некогерентного (томсоновского) рассеяния*. Обычный ионозонд, работающий по тому же принципу, что и локатор, принимает сигнал, зеркально отраженный от ионосферы. Интенсивность этого сигнала, естественно, весьма велика. Авроральные радары, о которых шла речь выше, принимают более слабые сигналы, рассеянные на электростатических волнах, усиленных неустойчивостями. Еще более слабым является рассеяние на электронах при отсутствии неустойчивостей и усиленных ими волн, так называемое некогерентное рассеяние, однако современная техника позволяет осуществить прием и анализ и этих чрезвычайно слабых сигналов некогерентного рассеяния. Если бы электроны среды были распределены в пространстве совершенно равномерно, то рассеяние на них, естественно, отсутствовало бы. Наличие тепловых флуктуаций нарушает эту равномерность, и в нагретой среде рассеяние происходит. Мощность рассеянного сигнала при этом оказывается пропорциональной концентрации электронов.

Спектр рассеянного сигнала отражает пространственную структуру флуктуации, характер волн, суперпозиции которых соответствует данная флуктуация. В спектре рассеянного сигнала усилены частоты, соответствующие собственным волнам плазмы, и по спектру могут быть легко получены характеристики этих волн.

Из них в свою очередь может быть определена электронная и ионная температуры, ионный состав, скорость ионного дрейфа. При расшифровке сигналов, рассеянных в нижних слоях ионосферы, удастся определить и другие параметры ионосферы — частоту соударений и даже концентрацию отрицательных ионов.

Метод некогерентного рассеяния обладает наибольшими информационными возможностями, он позволяет измерить практически все ионосферные параметры. Это, однако, не единственное его достоинство. Применение рабочих частот, значительно превышающих собственные частоты ионосферы, делает метод в отличие от зондирования зеркально отраженными волнами независимым от состояния ионосферы. Поглощение используемых волн всегда мало, а их скорость практически неотличима от скорости света, что позволяет однозначно связать время задержки отраженного сигнала с высотой отражения. Важно и то, что использование высоких частот позволяет настолько уменьшить размеры громоздких остронаправленных антенн, что их удается сделать управляемыми. Поворотом антенны исследователь может выбирать положение исследуемого участка ионосферы, в том числе и на очень больших расстояниях. Распространение метода, однако, сдерживается чрезвычайной сложностью используемых средств, а следовательно, и их дороговизной.

Всеми перечисленными методами можно исследовать путем измерения одного или сразу нескольких параметров спокойное или возмущенное, но все же естественное состояние ионосферы. Современная техника позволяет сделать и большее — исследовать реакцию ионосферы на *искусственное воздействие* на нее. Эксперименты такого рода выходят за пределы понятия «измерения», хотя и являются исследованиями, в которых присутствуют и играют большую роль измерения и измерительная техника. Само искусственное воздействие при исследованиях, проводимых в настоящее время, осуществляется как введением в ионосферу вещества (пучков заряженных частиц, облаков нейтрального или ионизированного газа, химически активных веществ), так и путем воздействия на ионосферу силовыми полями, прежде всего — полем мощной радиоволны.

В ходе экспериментов решаются разнообразные задачи. Наблюдения за движением ионизированных и светящихся облаков используются для измерения ионосферного электрического поля и нейтральных ветров. При изменении химического состава ионосферы по возникшим при этом эффектам могут быть уточнены коэффициенты скоростей химических реакций. Воздействие мощной радиоволны, приводящей к быстрому разогреву электронного газа, вызывает ряд эффектов: увеличивается частота соударений, а следовательно, и поглощение радиоволн, меняется давление электронного газа, вызывая перестройку ионосферы, включающую возможность развития неустойчивостей, к тому же в формах, не осуществляющихся в других условиях. Меняется характер колебательных режимов, происходят перераспределения энергии раз-

личных колебательных мод, возникают и другие изменения. Регистрация и изучение всех этих эффектов помогает лучше и глубже понять характер законов, управляющих поведением ионосферы.

2.1. Исследования ионосферы зеркально отраженными от нее радиоволнами

2.1.1. Вертикальное зондирование ионосферы

В нижней части ионосферы концентрация электронов возрастает с высотой, а вместе с нею уменьшается показатель преломления радиоволн. Волна, распространяющаяся вертикально вверх, достигнув высоты, где показатель преломления для данной частоты обращается в нуль, отразится от этой высоты (см. п. 1.4.2). Фазовая скорость при этом обращается в бесконечность, а групповая — в нуль (см. п. 1.3.2). Само значение показателя преломления дается формулой Эпплтона—Хартри (1.197), из которой при малой частоте соударений следуют условия полного отражения при вертикальном падении: (1.179) для обыкновенной, левополяризованной волны и (1.205) для необыкновенной, правополяризованной волны. Условие (1.179) отражения обыкновенной волны, вертикально упавшей на ионосферу, связывает частоту отраженной волны $f = \omega/2\pi$ с электронной концентрацией n_e :

$$n_e \approx 1,24 \cdot 10^4 f^2, \quad (2.1)$$

где f выражена в МГц, n_e — в см⁻³.

Изменяя частоту посылаемой волны и измеряя время t ее пробега до высоты отражения в ионосфере и обратно, можно определить зависимость этого времени от частоты или по (2.1) от концентрации электронов в отражающем слое. Заменяя время пробега t кажущейся или эффективной высотой

$$h' = ct/2, \quad (2.2)$$

от которой отразилась бы волна, распространяющаяся со скоростью света, можно связать с этой высотой частоту зондирования, а следовательно, и концентрацию электронов в ионосфере, т. е. построить профиль $n_e(h')$.

Ионозонд, осуществляющий вертикальное зондирование ионосферы, представляет собой установку, состоящую из передающего, приемного и управляющего устройств. Излучаются зондирующие импульсы длительностью в десятки микросекунд и с мощностью в единицы или десятки киловатт, несущая частота которых в процессе измерения меняется, у большинства ионозондов в пределах от 1 до ~20 МГц. На выходе ионозонда имеется осциллограф, вертикальная развертка которого отсчитывает время пробега волны от послышки до приема после отражения, горизонтальная —

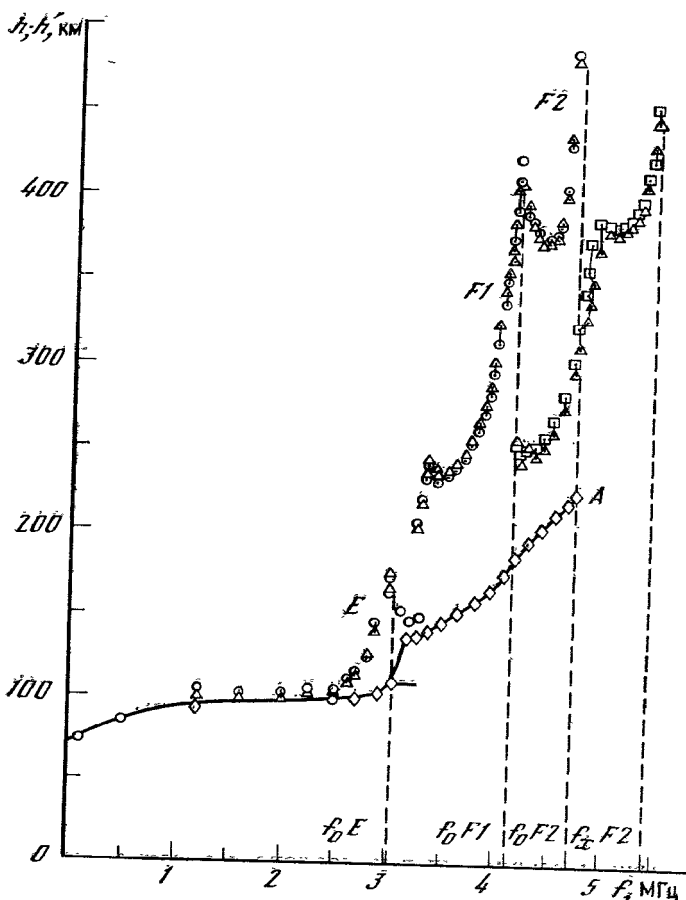


Рис. 2.1. Ионограмма вертикального зондирования (28.VII.75 г. в 14 ч 15 мин, Москва) [280]

Кривая А — рассчитанная по ионограмме зависимость истинной высоты отражения h от частоты зондирования f

частоту зондирования. На экране осциллографа фиксируется ионограмма — функция $h'(f)$.

На типичной ионограмме (рис. 2.1) видны отражения от слоя E , высота которого слабо зависит от частоты, и от расположенных на больших высотах слоев $F1$ и $F2$, характеризуемых максимальными частотами отражения обыкновенной волны f_0E , f_0F1 и f_0F2 . Эти предельные частоты называют *критическими частотами* ионосферных слоев (для обыкновенной волны), они характеризуют максимальные значения электронной концентрации в слоях. Предельные частоты необыкновенной волны отмечаются индексом x (например, $f_x F2$). Кажущаяся высота каждого из этих слоев увеличивается с ростом частоты, особенно резко при приближении к критической частоте слоя; там же видно и раздвоение слоев

по частоте. Причина резкого увеличения h' вблизи критической частоты состоит в следующем.

Импульс распространяется с групповой скоростью, уменьшающейся вместе с показателем преломления. Если электронная концентрация на какой-то высоте проходит через максимум, то при этом на некотором участке вблизи максимума она мало меняется с высотой, и волны с частотой, близкой к частоте отражения, проходят этот участок очень медленно, с малой групповой скоростью. Это замедление волны и проявляется в увеличении кажущейся высоты. Раздвоение следа определяется существованием двух типов волн с различными показателями преломления, меньшим для необыкновенной волны. Необыкновенная волна поэтому при той же частоте отражается от слоя с меньшей концентрацией в соответствии с (1.205).

Диапазон рабочих частот большинства ионозондов начинается с 1 МГц; отражения, однако, часто начинают приниматься с больших частот, особенно при зондировании высокоширотной ионосферы. Отсутствие отражений на низкочастотном конце рабочего диапазона связано с поглощением радиоволны при прохождении ими слоя D , расположенного ниже слоя E . С ростом частоты поглощение уменьшается (см. п. 1.4.6), и начиная с какой-то частоты $f_{\min}$ чувствительности ионозонда оказывается достаточно для приема сигнала. Минимальная частота $f_{\min}$ может быть использована для оценки уровня поглощения; следует, однако, учитывать, что на ее величину влияет наряду с поглощением также и чувствительность аппаратуры ионозонда.

В периоды малого поглощения могут быть приняты *кратники* — сигналы, претерпевшие неоднократные отражения от ионосферы, например дважды пробежавшие путь от земли до ионосферы и отражаемые не только ионосферой, но и землей. Кажущаяся высота кратников вдвое или в большее число раз превышает высоту основного следа; отношение их интенсивностей может быть использовано для оценки поглощения. На ионограммах, полученных в высоких широтах, след от области F' может состоять из трех ветвей; кроме обычных следов обыкновенной и необыкновенной волны может быть принята и z -волна с частотой отсечки $\omega_L = \omega_e - \Omega_e/2$ (см. (1.178)). Ее прием возможен, если на некотором участке ионосферы, облученной антенной ионозонда, направление волны строго совпадает с направлением магнитного поля.

Дополнительные отражения могут быть созданы и другими причинами. Ионосфера, особенно высокоширотная, может оказаться существенно меняющейся в горизонтальных направлениях. Медленные изменения означают наклон поверхностей равной концентрации, т. е. наклон зеркала, дающего отражения, и ионозонд в этом случае примет *наклонные отражения* с кажущейся высотой, больше нормальной. Если размеры неоднородностей в ионосфере меньше размера участка, облучаемого передающей антенной, то может быть принято множество отражений; на ионограмме в этом случае гладкий след, дающий зависимость $h'(f)$, рас-

плывется и примет вид облака пятен. Появление таких множественных отражений обозначается термином «диффузность», или *F-рассеяние* (*F-spread*).

Нередкой особенностью отражений от слоя *E* является появление так называемого *спорадического E-слоя* (слоя E_s) — нерегулярного образования, дающего отражения на частотах выше критической частоты регулярного *E*-слоя, но примерно от тех же высот. Часто спорадический слой проявляется как полупрозрачное зеркало: над следом от него могут быть видны следы выше лежащих слоев, низкочастотная часть отражений от этих слоев может отсутствовать. т. е. в каком-то интервале частот спорадический слой непрозрачен, а на больших частотах — полупрозрачен. Наибольшая частота, характеризующая спорадический слой как непрозрачный, называется *частотой экранирования* $f_b E_s$. Предельная частота, до которой прослеживается непрерывный след обыкновенной волны, отраженной от спорадического слоя *E*, обозначается $f_0 E_s$.

Как сказано выше, на ионограмме отмечается кажущаяся высота отражений — высота, соответствующая распространению сигнала со скоростью света за измеренное время. Импульс, излученный ионозондом, однако, распространяется с групповой скоростью, всегда меньшей скорости света. Кажущаяся высота поэтому должна превышать истинную, и это превышение в слое *F* может составлять десятки и сотни километров. Вопрос о пересчете измеренной кажущейся высоты в истинную неоднократно обсуждался в литературе [37, 61, 280]. Разберем лишь один из методов пересчета с целью показать возможность решения задачи.

В процессе зондирования меняется рабочая частота зондирующих импульсов, и при этом меняется высота, на которой они претерпели отражение. Разобьем ионосферу на ряд слоев, соответствующих одинаковому приращению плазменной частоты. Частоту зондирующего импульса тогда можно представить в виде

$$f_k = k\Delta f, \quad (2.3)$$

где k — номер отражающего слоя, Δf — заданное фиксированное приращение частоты. Рассмотрим какой-то промежуточный слой m ($m \leq k$), через который прошел зондирующий импульс.

Пусть его толщина равна

$$\Delta h_m = g_m \Delta f, \quad (2.4)$$

где коэффициент g_m , различный для разных слоев, зависит от градиента электронной концентрации. Приращение кажущейся высоты для волны с частотой f_k , созданное этим m -м слоем,

$$\Delta h'_m = N'_{km} \Delta h_m \quad (2.5)$$

определяется групповым показателем преломления N'_{km} , который зависит от четырех частот: частоты зондирования f_k , плазменной частоты m -го слоя f_{em} , гирочастоты и частоты соударений. Две

последние будем считать известными для каждого слоя. Измеренную кажущуюся высоту можно записать в виде

$$h'_k = \sum_{m=1}^k N'_{km} \Delta h_m = \sum_{m=1}^k N'_{km} g_m \Delta f \equiv \sum_{m=1}^k A_{km} g_m, \quad (2.6)$$

где

$$A_{km} = \int_{f_m}^{f_{m+1}} N'(f_k, f_e) df_e. \quad (2.7)$$

Групповой показатель преломления, вошедший под интеграл, в соответствии с (1.135) может быть определен как

$$N' = N + \omega \partial N / \partial \omega, \quad (2.8)$$

где N находится по формуле Эпплтона—Хартри, а частота зондирования считается заданной ($f_k = k \Delta f$). Принимая плазменную частоту за независимую переменную, меняющуюся в пределах, определяемых номером рассматриваемого слоя, можно с помощью (2.7) рассчитать коэффициенты A_{km} для каждого слоя и, следовательно, решить систему уравнений (2.6) относительно неизвестных величин g_m :

$$g_m = \sum A_{mk}^{-1} h'_k, \quad (2.9)$$

где A_{mk}^{-1} — матрица, обратная матрице A_{km} . Зная коэффициенты g_m , можно найти истинную высоту, соответствующую зондирующей частоте f_k :

$$h_k = \sum_{m=1}^k g_m \Delta f \quad (2.10)$$

и построить зависимость $f_e(h)$ или $n_e(h)$ -профиль.

На приведенном примере мы лишь проиллюстрировали возможность расчета и дали его приблизительную схему. Толщина слоев задавалась величиной скачка частоты; предполагалось при этом, что с увеличением высоты плазменная частота, а следовательно, и электронная концентрация монотонно возрастают, т. е. что существует однозначная связь между частотой и высотой отражения. Немонотонное возрастание электронной концентрации делает расчет по существу невозможным, поскольку в этом случае путь волны проходит через максимум концентрации. На участке падения концентрации, следующем за максимумом, отражения не будут получены, поскольку волна, удовлетворяющая условию отражения для этого участка, уже отразилась от слоя с такой же плазменной частотой, расположенного ниже максимума. Немонотонное изменение электронной концентрации с высотой приводит, таким образом, к потере информации об участках (*долинах*), в которых плазменная частота меньше критической частоты нижележащего слоя, и, следовательно, к невозможности точного расчета.

Для получения некоторой дополнительной информации, в частности информации о наличии минимума концентрации, можно использовать измерения, выполненные по необыкновенному лучу. Если по обыкновенному лучу построен высотный профиль распределения электронной концентрации в предположении ее монотонного возрастания с высотой, то можно для этого же профиля построить кажущиеся высоты отражения необыкновенного луча. Совпадение или несовпадение результата этого расчета с независимыми данными измерений и укажет на отсутствие или наличие долины — участка с понижением концентрации. При наличии долины приближенный расчет $n_e(h)$ -профиля выше нее возможен лишь с использованием дополнительных предположений о ходе электронной концентрации в долине.

2.1.2. Наклонное зондирование

Рассмотренный выше метод ВЗ позволяет получать информацию об ионосфере над измерительной установкой. Для целей улучшения радиосвязи весьма ценной является информация об ионосфере в стороне от измерительной установки, получаемая методом зондирования волнами, наклонно падающими на ионосферу. В установке НЗ с разнесенными приемником и передатчиком легче устранять влияние на чувствительный приемник интенсивного прямого сигнала от передатчика, однако существенно осложнено измерение времени пробега волны, поскольку информация о моменте излучения зондирующего импульса не может быть передана от передающего устройства приемному таким простым способом, как при вертикальном зондировании. Необходимость точной синхронизации работы двух пунктов и наличия оперативной связи между ними приводит к тому, что установка с разнесенными приемным и передающим пунктами становится значительно сложнее и дороже в эксплуатации, чем установка ВЗ.

С точки зрения исследований ионосферы НЗ не имеет существенных преимуществ перед ВЗ, так как при фиксированном положении приемного и передающего устройств исследуется только один участок ионосферы, расположенный примерно посередине между приемным и передающим пунктами, где происходит отражение волны. Поэтому основным средством исследования ионосферы остается ВЗ, а НЗ используется для детального исследования распространения радиоволн по заданной трассе, когда именно этот аспект исследований представляет главный интерес.

Рассмотрим условия, накладываемые на рабочие частоты НЗ состоянием ионосферы и расстоянием между передатчиком и приемником; они же определяют возможность радиосвязи на данной наклонной трассе. Теория, изложенная в п. 1.4.4, позволяет связать результаты ВЗ и НЗ и пересчитать данные одного вида в другой. Так, из условия отражения обыкновенной волны (1.213) следует, что частоты обыкновенных волн, вертикально и наклон-

но упавших на ионосферу и отраженных от одного и того же уровня, связаны соотношением

$$f_b = f_n \cos i_0, \quad (2.11)$$

где i_0 — угол входа радиоволны в ионосферу, отсчитываемый от вертикали.

При заданном расстоянии a между передающей установкой T и приемной R (см. рис. 1.7), соотношение (2.11) можно переписать в виде

$$f_b = f_n \frac{2h'}{a} \left[1 + \left(\frac{2h'}{a} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (2.12)$$

где h' — кажущаяся высота отражения.

На рис. 2.2 зависимость $f_b(h')$, определяемая по (2.12), представлена кривыми передачи [76] для трассы протяженностью $a = 1000$ км для частот f_n от 6 до 11 МГц. Там же приведен след обыкновенной волны, соответствующий ионограмме, показанной на рис. 2.1. Кривые передачи для частот $f_n > 10$ МГц не пересекаются с ионограммой; состояние ионосферы не допускает отражений на этих частотах от высот, требуемых для осуществления связи между пунктами T и R . Пункт R оказался лежащим внутри мертвой зоны (см. п. 1.4.4).

Кривая передачи для $f_n = 10$ МГц касается ионограммы, радиосвязь между пунктами T и R на этой частоте становится возможной. Частота 10 МГц является максимальной применимой частотой (МПЧ) для связи между пунктами T и R , а расстояние a — радиусом мертвой зоны.

Кривые передачи для $8 < f_n < 10$ МГц пересекают ионограмму дважды. Связь между T и R возможна по двум лучам, отражающимся на различных высотах. Точка отражения одного из них расположена ниже точки отражения МПЧ; для отражения этого (нижнего) луча требуется меньшая электронная концентрация, так как луч вошел в ионосферу под большим углом i_0 . Угол входа в ионосферу верхнего луча меньше, и отражение поэтому должно произойти от слоя, расположенного на большей высоте, с большей электронной концентрацией.

На ионограмме, представленной на рис. 2.1, хорошо выражены все слои ионосферы. Волна на частоте $f_n = 10$ МГц отражается от слоя E . При $f_n \leq 8$ МГц становится возможным отражение от

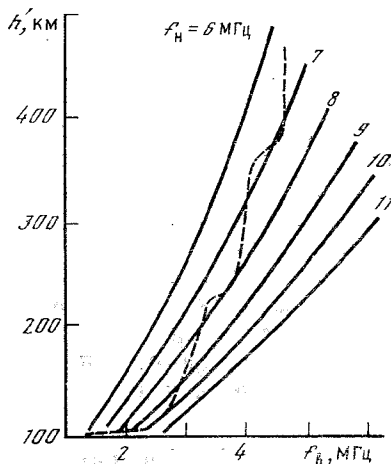


Рис. 2.2. Кривые передачи (сплошные кривые) для трассы протяженностью 1000 км и ионограмма обыкновенной волны (штриховая кривая), соответствующая рис. 2.1

слоя $F1$, а при $f_n \leq 7,2$ МГц и от слоя $F2$. Кривые передачи для этих частот пересекают ионограмму более чем дважды, и сигнал, связывающий два рассматриваемых пункта, может пройти более чем по двум траекториям. По нескольким траекториям может проходить и необыкновенная волна. При сложной структуре высотного профиля электронной концентрации, следовательно, возможна *многолучевость*, затрудняющая радиосвязь, делающая сигналы менее четкими и заставляющая снижать скорость передачи информации.

Ионограмма НЗ при широкой диаграмме направленности антенн и на частотах, несколько меньших МПЧ, должна содержать по два следа для каждой (обыкновенной и необыкновенной) волны, сходящихся в один на частоте, соответствующей МПЧ. Обычно, однако, из-за рассеяния на неоднородностях отражения принимаются и на частотах, несколько превышающих МПЧ. На ионограмме НЗ содержатся следы всех волн, прошедших по заданной трассе, и по виду ионограммы может быть определена природа принятых сигналов. Метод НЗ позволяет отыскивать оптимальные условия передачи и сопоставлять реальные условия распространения радиоволн с вытекающими из данных о ВЗ. Особенно сложным является установление природы сигналов, прошедших по многоскачковой трассе, и именно здесь использование НЗ особенно полезно.

2.1.3. Возвратно-наклонное зондирование

В предыдущих рассуждениях о НЗ ионосфера принималась не меняющейся в горизонтальном направлении, что является весьма сильным допущением и справедливо лишь на коротких радиотрассах. Исследование изменений ионосферы в горизонтальном направлении может быть выполнено методом ВНЗ при применении наклонно упавших на ионосферу волн и использовании приемной установки, совмещенной с передающей. Еще в первых экспериментах по распространению радиоволн КВ-диапазона было замечено, что кроме сигналов, отраженных от ионосферы с кажущихся высот 300—500 км, могут быть приняты и сигналы, пробежавшие значительно больший путь, порядка нескольких тысяч километров, причем и среди них, так же как и среди отраженных при ВЗ, могут быть выделены серии кратных сигналов. Замечено и то, что более сильным сигналам предшествуют более слабые. Дальнейшие исследования показали, что слабые сигналы, проходящие первыми, могут быть объяснены рассеянием радиоволн ионосферой, преимущественно ее слоем E . Более сильные сигналы связаны с рассеянием радиоволн земной поверхностью, на которую упала волна. Рассеяние возникает при каждом скачке, и наблюдаемая кратность сигналов может быть связана с их многоскачковым распространением. Принятый сигнал не носит характера шума, непрерывно распределенного во времени, резкие

импульсы или усиления сменяются периодами ослабления или исчезновения сигнала.

Возникновение и информационная ценность этих импульсов могут быть пояснены следующим рассуждением.

Как отмечалось в предыдущем разделе, волны на частотах ниже МПЧ проходят заданную трассу по двум лучам, нижнему и верхнему, на частоте, равной МПЧ, эти два луча сводятся в один. Расчеты, проведенные с использованием модельного профиля электронной концентрации в слое F , выявили следующую характерную зависимость дальности скачка от угла i_0 : при больших углах входа дальность скачка максимальна, с уменьшением i_0 дальность уменьшается, но, не доходя до мертвой зоны, она проходит через минимум, так что минимальное значение дальности скачка несколько меньше значения, соответствующего МПЧ [272]. Вблизи границы мертвой зоны, таким образом, дальность скачка оказывается слабо зависящей от угла места выхода волны от передатчика. Энергия, излученная в некотором телесном угле вблизи границы мертвой зоны, как бы фокусируется после отражения от ионосферы и падает на сравнительно малый участок земной поверхности. Интенсивность волны на этом участке будет существенно выше, чем на участках, расположенных на большем расстоянии от передатчика. Наиболее интенсивный сигнал среди рассеянных назад будет поэтому от участков отражения вблизи мертвой зоны или, для заданного значения дальности скачка, на частоте, близкой к МПЧ.

Метод ВНЗ применяется в различных модификациях. В наиболее простом и наиболее распространенном варианте он состоит в получении *дистанционно-частотной характеристики* (ДЧХ), т. е. в установлении зависимости времени пробега от частоты волны и нахождении времени пробега наиболее интенсивного рассеянного сигнала, частота которого соответствует (или близка) МПЧ для связи на заданное расстояние. Образование крутого фронта принимаемого импульса на частоте, близкой к МПЧ, придает методу практическую значимость, поскольку МПЧ является важной характеристикой ионосферы, используемой при оптимизации условий КВ-связи. Метод дает возможность непосредственно измерять МПЧ при меняющейся дальности трассы. Модификацией его является наблюдение за временными вариациями характера возвратно-рассеянных сигналов или, что эквивалентно, за временной вариацией МПЧ.

С целью оценки характера изменений концентрации в горизонтальных направлениях по азимуту антенна установки делается подвижной (вращающейся) и при фиксированной частоте регистрируется зависимость дальности скачка от азимута. Используются автоматические установки, в которых на экране индикатора кругового обзора прочерчивается форма мертвой зоны. На установках, работающих в высоких широтах, при этом отмечается возникновение в ионосфере неоднородностей, вызывающих на заданной частоте обратное рассеяние.

Трудностью метода является то, что при обычных антеннах со сравнительно широкой диаграммой направленности установка ВНЗ собирает при каждой посылке информацию с большой площади. Осреднение по площади, выполняемое самим сигналом, снижает точность получаемого результата. Для получения лучшего разрешения требуется применение остро направленных антенн, а это при частотах КВ-диапазона и особенно при меняющейся частоте зондирования означает применение сложно устроенных и больших по габаритам антенн. Возможности метода при этом существенно возрастают, однако он становится весьма дорогостоящим, предполагающим создание уникальных установок, что снижает число пунктов, в которых реально могут работать подобные установки.

2.1.4. Зондирование ионосферы сверху

Обычный наземный вертикальный ионозонд исследует ионосферу в интервале высот с возрастающей кверху электронной концентрацией, до достижения ею максимума. Начиная с 60-х годов с целью исследования внешней ионосферы стали применять вертикальное зондирование, выполняемое со спутника. Использование ионозонда на спутнике оказалось очень эффективным для задачи получения картины общепланетарного распределения концентрации электронов [256]. При зондировании сверху были выявлены регулярно повторяющиеся при каждом пролете особенности строения ионосферы, которые привели к представлениям о существовании широтных зон с резко различными свойствами ионосферы.

Зондирование сверху имеет свои особенности, отражающиеся на виде ионограммы. Зондирующая установка в отличие от наземной находится в плазме; отсутствует слой, лишенный электронов и расположенный между излучающей антенной и плазмой; отсутствует и поглощающий слой с большой частотой соударений. На ионограмме отмечается время пробега сигнала вниз до отражающего горизонта и обратно. С увеличением зондирующей частоты это время увеличивается из-за уменьшения высоты более плотных слоев. На ионограмме регистрируются два следа от двух магнитных компонент.

Как и при наземном зондировании, переход частоты через критические значения f_0F2 или f_xF2 обыкновенной и необыкновенной волн сопровождается резким увеличением группового запаздывания, кажущегося расстояния до отражающего горизонта. Вблизи критической частоты это расстояние становится больше высоты спутника. Далее с ростом частоты, по мере удаления ее от критической, кажущееся расстояние, уменьшаясь, стремится к высоте спутника: принимаются отражения от земной поверхности.

Так как антенны спутникового ионозонда окружены плазмой, то ими регистрируются все типы возникающих в плазме волн, включая волны, усиленные при резонансном взаимодействии по-

сланной волны с частицами, когда фазовая скорость волны резко падает до значений, сопоставимых с тепловыми скоростями частиц. Посланная волна передает свою энергию частицам. Те, в свою очередь, совершая колебания с частотой волны, переизлучают энергию на этой же или доплеровски смещенной частоте, и излученные ими волны регистрируются приемником ионозонда.

Частоты резонансов определены нами ранее (см. п. 1.3.7, 1.3.8), их регистрация дает дополнительную информацию о свойствах среды вблизи спутника. Например, при частоте волны (в системе координат, движущейся со средней направленной скоростью частицы), равной гирочастоте, и при соответствующем знаке поляризации электрическое поле волны окажется вращающимся с той же скоростью, что и частица (циклотронный резонанс). Постоянное или медленно меняющееся по отношению к движущейся частице электрическое поле, ускоряя или замедляя ее движение, будет менять фазу вращения частицы. Фазировка может привести к увеличению числа частиц в той части орбиты, куда направлено поле волны.

Под действием поля поляризации может увеличиться число частиц и на противоположном краю орбиты; тем самым будет уменьшено число частиц на участках орбиты, где поле волны касательно к ней, и увеличено там, где поле перпендикулярно к орбите. При вращении таким образом расположенных частиц в первом случае (в отсутствие эффекта поля поляризации) будет излучаться циклотронная частота, во втором случае — ее вторая гармоника. Описанный процесс может продолжаться и с образованием гармоник более высокого порядка. Во всех случаях частота резонанса оказывается заданной свойствами среды, а время пробега сигнала будет определяться местом, где произошло резонансное взаимодействие. Переменное расстояние при фиксированной частоте прочертит на ионограмме вертикальную линию, соответствующую резонансу данного типа.

В ионосфере, особенно в ее верхних слоях, возможно существование неоднородностей. Из-за высокой подвижности частиц вдоль магнитного поля такие неоднородности оказываются сильно вытянутыми вдоль магнитного поля. Наличие отражений от многих неоднородностей создаст на ионограмме картину типа диффузности. Ионограмма зондирования сверху сложнее наземной, содержит дополнительную информацию о плазменных колебаниях и неоднородностях, расположенных на различных расстояниях от спутника. Тем не менее она поддается расшифровке и может быть согласована с наземными наблюдениями. Быстрое движение спутника приводит, с одной стороны, к тому, что ионограмма содержит данные, осредненные по пространству, которое пролетает спутник за время одного наблюдения, но, с другой стороны, оно дает и преимущество в виде создания картины пространственного распределения таких важных характеристик ионосферы, как критическая частота F_2 -слоя и наклон высотного профиля логариф-

ма электронной концентрации, характеризующий температуру ионосферы и среднюю молекулярную массу выше максимума F2-слоя.

2.1.5. Измерения поглощения отраженных радиоволн

Измерения амплитуды сигнала, принятого ионозондом, могут быть использованы для оценки поглощения волн, претерпевших отражение. В периоды малого поглощения, например ночью на средних широтах, на ионограмме кроме основного сигнала отмечаются и кратные отражения сигналов, прошедших путь в 2 или 3 раза больший, чем основной сигнал. Из-за геометрического расхождения амплитуда этих кратников должна быть в 2 или 3 раза меньше амплитуды основного сигнала. Уменьшение амплитуды в большее число раз свидетельствует о наличии поглощения волны при отражениях, которое принято характеризовать коэффициентом отражения. Если обозначить g_E и g_I коэффициенты отражения от земли и ионосферы, то для отношения амплитуд второго или третьего кратника к первому можно написать:

$$A_2/A_1 = 1/2 g_E g_I, \quad A_3/A_1 = 1/3 (g_E g_I)^2. \quad (2.13)$$

В оба отношения входят произведения коэффициентов отражения, и разделить их не представляется возможным. Коэффициент отражения от земли g_E обычно близок к 1, более точное его значение рассчитывается по электрическому сопротивлению верхнего слоя земли. Большая точность, впрочем, не требуется, поскольку основное поглощение волны происходит все же в ионосфере. Величина дневного поглощения оценивается по отношению амплитуд сигналов, принятых днем и ночью; поглощение ночью находится, как описано, по отношению амплитуд кратников. Метод полезен для исследования вариаций поглощения, отражающих, главным образом, вариации концентрации электронов в нижней ионосфере.

Рассмотренный способ измерения поглощения принято обозначать как метод А-1. Метод А-2, использующий проходящие через ионосферу радиоволны от космических радиоисточников, будет рассмотрен в п. 2.2.1. Для исследования временных вариаций поглощения используется также метод А-3, основанный на регистрации амплитуды сигнала от удаленного передатчика, работающего на фиксированной частоте.

2.1.6. Исследования движений ионосферной плазмы отраженными радиоволнами

Отражающая радиоволны ионосфера не является гладким зеркалом. Фактически электронная концентрация в ионосфере флуктуирует относительно среднего значения, и поверхности равной концентрации, играющие роль зеркал, не являются плоскостями. Амплитуда волн ионозонда, отразившихся от шероховатой ионосферы, меняется в горизонтальных направлениях, и, если отра-

жающая область ионосферы как целое движется в каком-то направлении, дрейфует, то картина распределения амплитуд отраженной волны на земной поверхности также будет двигаться, со скоростью, вдвое превышающей скорость дрейфа ионосферы.

Для измерения этой скорости зондирующая установка снабжается несколькими приемными антеннами, расположенными чаще всего по вершинам треугольника или многоугольника. Ищется сходство в характере записи амплитуды и фазы отраженных сигналов, принятых различными антеннами, которое количественно может быть выражено корреляционной функцией. Линия, проходящая через пару антенн и дающая наилучшую корреляцию, характеризует направление движения интерференционной картины. По запаздыванию появления деталей картины на одной записи относительно другой или по средней задержке, определяемой по корреляционной функции, находится величина скорости.

Необходимость использования амплитудных и фазовых характеристик отраженных радиосигналов для измерений движений ионосферной плазмы стимулировала усовершенствование ионозонда. Стандартные ионозонды, применяемые различными обсерваториями [304], несколько различаются, но их скелет одинаков: имеется импульсный передатчик с плавно меняющейся рабочей частотой, приемник с синхронно меняющейся настройкой и на выходе осциллограф с развертками, пропорциональными рабочей частоте и времени пробега сигнала. Фотографируется экран осциллографа, на котором вычерчивается график зависимости кажущейся высоты отражения от частоты посланного импульса. В таком виде ионозонд, как простое и недорогое устройство, получил широкое распространение, применялся при реализации международных геофизических проектов 50-х и 60-х годов, и с его помощью собран основной массив информации об ионосфере.

Работа по совершенствованию ионозонда привела к отходу от описанной выше схемы. Стандартный ионозонд выдает ионограммы — зависимости $h'(f)$. Вся дополнительная информация, содержащаяся в отраженных сигналах, теряется уже хотя бы потому, что не предусмотрена процедура ее записи. Новые возможности возникли при введении воспроизводимой записи, например, на магнитную ленту. Ионозонд соединяют с ЭВМ, на дисплей которой выводится график той же зависимости $h'(f)$. Зависимость может быть обозначена последовательностью точек, но вместо них могут быть использованы и цифры, в прямом или зашифрованном виде фиксирующие дополнительную информацию, например об амплитуде сигнала.

Возможность сохранения и использования дополнительной информации стимулировала разработку способов ее получения. Усложнив антенную систему, заменив простую антенну решеткой — системой пространственно разнесенных простых антенн, можно по разности фаз принятых сигналов определить направление прихода и вывести на запись азимут и зенитный угол при-

нятого отражения в зависимости от частоты. По ним могут быть определены горизонтальные градиенты концентрации или наклоны слоев ионосферы с различной концентрацией. Применение высококачественных стандартов частоты и синтезаторов и переход на ступенчатое изменение частоты позволяют выполнить измерение доплеровского смещения частоты принимаемых сигналов. При известном направлении прихода сигнала получаемая при этом информация весьма ценна: смещение частоты сигнала, принятого сверху, дает изменение высоты отражающего слоя, при приеме наклонных сигналов определяется направление и скорость движения ионосферной плазмы.

На обычной ионограмме представление об амплитуде принятого сигнала дается лишь весьма грубо — степенью почернения записи, в то время как регистрация амплитуды содержит полезную информацию, например, о поглощении. Возможность воспроизвести запись и выполнить ее обработку с другим усилением позволяет уменьшить влияние помех. Найдено далее, что степень четкости ионограммы существенно возрастает при регистрации порознь обыкновенного и необыкновенного лучей. Для их разделения должна быть определена поляризация сигнала, что может быть сделано по соотношению фаз сигналов, принятых скрещенными антеннами.

Ионозонд с цифровой записью, так называемый *дигизонд*, способный измерять и воспроизводить в любом сочетании амплитуду, фазу, доплеровское смещение, угол прихода и поляризацию принятых сигналов, описан в [320]. Установленный на приполюсной станции Тулэ [547] он работал в двух основных режимах: режиме «ионограммы» с максимальным улучшением графика $h'(f)$ и введением в него информации об амплитуде и поляризации и в режиме «дрейф» с измерением доплеровского смещения и углов прихода. Наблюдения велись за конвективным движением крупных неоднородностей, измерялись направление и скорость дрейфа в ионосфере при непрерывном контроле за изменениями концентрации в движущихся неоднородностях. Применение дигизонда расширило информационные возможности метода зондирования ионосферы зеркально отраженными радиоволнами.

2.2. Измерения при радиопросвечивании ионосферы

2.2.1. Риометрические измерения поглощения космического радиопшума

В рассмотренных выше методах исследования ионосферы отраженными радиоволнами применяются радиоволны с частотами, близкими к плазменной, на распространение которых ионосфера оказывает сильное влияние. Это ставит работоспособность методов в зависимость от условий в ионосфере. Вторжение энергич-

ных частиц в периоды геомагнитных возмущений приводит к увеличению электронной концентрации в нижних слоях ионосферы и возрастанию поглощения ими радиоволн. Это, в свою очередь, затрудняет их прием, а при интенсивных возмущениях делает его просто невозможным. Метод зондирования оказывается неприменим как раз тогда, когда надобность в исследовании ионосферы ощущается особенно остро. Выход был найден в использовании радиоволн большей частоты, проходящих через ионосферу с меньшим, чем отражаемые волны, преломлением и поглощением и просвечивающих ионосферу насквозь.

В качестве источника волн могут быть использованы естественные источники космического радиоизлучения. Количество радиозвезд, космических объектов, дающих интенсивное радиоизлучение, весьма велико. По небесной сфере они расположены неравномерно, однако их большое количество дает основание полагать, что при осреднении суммарная интенсивность созданного ими излучения будет постоянной по времени, хотя и зависящей от координат на звездной сфере. Поэтому временные вариации интенсивности космического радишума могут быть приписаны изменению поглощающих свойств ионосферы, а не изменениям в источнике.

Прием космического радишума ведется на антенну, чаще всего неподвижную. Регистрируется временная вариация интенсивности радишума. Из-за вращения Земли положение диаграммы направленности антенны относительно звезд меняется с периодом в звездные сутки, и на эту медленную вариацию интенсивности излучения накладываются изменения, вызванные вариацией ионосферного поглощения. Так как последнее зависит от условий освещения ионосферы, то вариация ионосферного поглощения содержит суточную волну и более быстрые изменения, связанные с ионосферными возмущениями. «Спокойная» вариация интенсивности космического шума поэтому должна меняться в течение года и в каждый сезон может иметь свой особый вид. Для получения этой спокойной, фоновой вариации требуются наблюдения в течение года или нескольких лет. При изучении кратковременных возрастаний поглощения, связанных с возмущениями, фоновую вариацию выводят по спокойным дням, ближайшим к изучаемому дню.

Прибор, выполняющий измерения интенсивности космического радиоизлучения и названный *риометром* — измерителем относительной прозрачности ионосферы, является чувствительным радиоприемником, стабильность работы которого усилена введением специального устройства на входе, позволяющего сравнивать уровень принимаемого космического радишума с шумом, создаваемым диодом при заданной силе тока через него. Прибор снабжен устройством, подгоняющим силу тока в диоде к значению, при котором уровни шума диода и принимаемого сигнала становятся равными; регистрируется сила этого тока. Результат измерений представляется или непосредственно в виде интенсивно-

сти принимаемого сигнала или в виде временного хода поглощения в децибеллах.

Измерения поглощения риометром широко распространены. Риометр является простым и надежным прибором, дающим информацию о состоянии ионосферы как в спокойное, так и в возмущенное время, когда ионозонд не может принять отражения. Рабочие частоты риометра, как правило, существенно превышают критическую частоту ионосферы; следовательно, регистрируется, неотклоняющее поглощение. Существенное превышение над критической частотой ионосферы важно как для обеспечения безотказной работы прибора в условиях повышенного поглощения, так и для расширения так называемого «окна», через которое может проникать в ионосферу падающая сверху волна. Если на ионосферу сверху падает волна с частотой f_p под углом i_0 , то условием ее отражения в соответствии с (1.213) будет

$$f_0 F2 = f_p \cos i_0, \quad (2.14)$$

т. е. при данной частоте f_p от ионосферы отразятся волны, падающие под углами, превышающими i_0 из (2.14), и пройдут насквозь волны, падающие под меньшими углами. Очевидно, что размер «окна» тем больше, чем больше f_p . Требуется, чтобы размер окна, определяемый углом i_0 , был бы все время больше ширины диаграммы направленности приемной антенны. Однако при достаточно высокой рабочей частоте риометра коэффициент поглощения, определяемый по (1.230), падает с ростом частоты. Увеличение рабочей частоты должно сопровождаться падением чувствительности, и это ограничивает диапазон используемых частот сверху. Большинство риометров работают на частоте порядка 30 МГц.

Зависимость поглощения от частоты дает некоторое основание рассчитывать на возможность определения высотного распределения концентрации электронов в области D ионосферы по частотной зависимости поглощения. Из (1.230) следует, что поглощение, создаваемое одной парой электрон — ион, максимально на высоте, где $v_e = \omega$. Выполнив измерения поглощения на различных частотах и задавшись высотным распределением v_e , можно попытаться связать полученную частотную зависимость с высотным распределением концентрации электронов.

Этот метод нахождения профиля концентрации, однако, не получил распространения по двум причинам. Во-первых, диапазон рабочих частот риометра ограничен с обеих сторон и недостаточно широк. Вторая трудность пересчета заключается в том, что в наиболее распространенном случае аврорального поглощения, связанного с высыпанием энергичных частиц, выпадающий поток недостаточно однороден, в поле зрения антенны оказываются участки с различной степенью ионизации. Реализация метода для расчета $n_e(h)$ -профиля поэтому потребовала бы использования антенн с существенно более узкой диаграммой, чем используемые в настоящее время, что сразу увеличило бы сложность и стоимость установки.

2.2.2. Измерения интегрального электронного содержания

Просвечивание ионосферы волнами достаточно высокой частоты, излучаемыми со спутника, позволяет получить информацию об интегральном содержании электронов в столбе единичного сечения вдоль радиолуча между приемником и спутником. Измеряют либо разность фазовых путей $L_\phi = \int (c/u_\phi) ds = \int N ds$ волн двух когерентных частот, либо разность групповых путей $L_{гр} = \int (c/u_{гр}) ds = \int N' ds$, либо угол поворота плоскости поляризации волны вследствие ее фарадеевского вращения (см. п. 1.4.7). Так, например, разность групповых путей волн с частотами $\omega_1, \omega_2 \gg \omega_e$ запишется в виде

$$\Delta L_{гр} = \int \left[\frac{1}{N(\omega_1)} - \frac{1}{N(\omega_2)} \right] ds = \frac{4\pi e^2}{m_e} \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{2\omega_1^2 \omega_2^2} \int n_e ds, \quad (2.15)$$

где интегрирование ведется по радиолучу от приемника до спутника, и измерение $\Delta L_{гр}$ является фактически измерением $\int n_e ds$.

В методе фарадеевского вращения используют то обстоятельство, что различие в показателях преломления магнитоионных компонент приводит к повороту плоскости поляризации волны в процессе ее распространения. Угол поворота определяется выражением (1.242). Если считать, что основной вклад в интеграл вносят значения электронной концентрации лишь на участке пути вблизи максимума F2-слоя, на котором изменением магнитного поля можно пренебречь, то (1.242) может быть записано как

$$\psi = 2,365 \cdot 10^{-4} f^{-2} (B \cos \theta) \int_s n_e ds. \quad (2.15a)$$

Метод реализуется сравнительно просто при приеме сигналов геостационарного спутника, положение которого не меняется относительно Земли. Положение плоскости поляризации в этом случае может быть определено простейшей антенной, направленной на спутник и непрерывно вращающейся вокруг своей оси. Несколько сложнее решается задача при регистрации сигнала от движущегося спутника. При линейной приемной антенне изменение числа оборотов плоскости поляризации при пролете спутника может быть найдено по наблюдаемому числу максимумов или минимумов интенсивности принятого сигнала, однако остается неясным, какое число оборотов следует добавить к измерениям, чтобы получить истинные значения угла ψ .

Задача решается, если спутником излучаются две или большее число частот. По отношению используемых частот можно найти отношение полных углов поворота плоскости поляризации. Измеряются же разности углов; по известному их отношению и по разности может быть определена аддитивная добавка. При наличии только одной частоты второе независимое уравнение может быть

составлено, если наблюдения разности углов выполнены не в одном, а в двух или большем числе пунктов. Пренебрегая различием в строении ионосферы в местах, где прошли лучи, идущие к двум приемным пунктам, и учитывая лишь изменение длины пути и его направления, можно так подобрать недостающее число оборотов, чтобы оно соответствовало наблюдаемому различию в измерениях.

2.3. Специальные средства исследований нижней ионосферы

Методика, применяемая для исследований средней и верхней ионосферы, во многих случаях оказывается неприменимой к исследованию нижней ионосферы вследствие возникающих принципиальных трудностей. Из-за большой плотности атмосферы нижняя ионосфера оказывается недоступной для ИСЗ. Неприменим и метод импульсного ВЗ. Малые значения электронной концентрации, типичные для *D*-области ионосферы, потребовали бы перехода на меньшие рабочие частоты, чему препятствует поглощение радиоволн, возрастающее с уменьшением частоты. Существенно также и то, что понижение рабочей частоты затрудняет формирование короткого импульса, требуемого для поддержания нужного пространственного разрешения, поскольку при этом ширина импульса сравнима с рабочей частотой, что недопустимо: в импульсе должно укладываться много длин волн. Кроме того, при снижении рабочей частоты (увеличении рабочей длины волн) должны быть увеличены размеры антенны; если излучение ведется вверх, то высота антенны должна быть увеличена до нескольких десятков и более метров, что может оказаться технически невыполнимым.

Исследования нижней ионосферы проводятся с помощью ракет, снабженных плазменными зондами. Используются и радиофизические средства, с помощью которых выполняются амплитудные поляризационные или фазовые измерения принимаемых сигналов, излучаемых передатчиком, установленным на ракете. Концентрацию электронов можно рассчитать по дифференциальному поглощению, аналогично тому, как это делается в рассматриваемом ниже методе частичных отражений. Она может быть оценена по повороту плоскости поляризации, который, в свою очередь, определяется по изменению амплитуды поляризованного сигнала. Концентрация электронов может быть найдена и путем фазовых измерений с использованием излучаемых с ракеты волн двух когерентных частот. Все эти возможности были реализованы в экспериментах, носящих, однако, характер разовых исследований, поскольку запуски ракет проводятся эпизодически и не позволяют осуществлять непрерывное слежение за вариациями параметров нижней ионосферы. К таким же уникальным экспериментам следует отнести и работы по восстановлению профиля электронной концентрации нижней ионосферы по характеру рас-

пространения длинных и сверхдлинных волн. Подбирались профили, использование которых в расчетах дало бы волновое поле, совпадающее или близкое к наблюдаемому.

В качестве регулярно действующего наземного радиофизического метода измерения концентрации в нижней ионосфере применяется *метод частичных отражений*, использующий различие в поглощении обыкновенной и необыкновенной волн. Менее распространен *метод кросс-модуляции*, который мы также вкратце рассмотрим, так как он основан на эффекте искусственного воздействия на ионосферу, техника которого быстро развивается.

2.3.1. Метод частичных отражений

В методе импульсного зондирования используется полное отражение волны при подходе ее к слою ионосферы с плазменной частотой, равной частоте волны. При наличии скачка концентрации, создающего скачок показателя преломления, возможны частичные отражения волны и при значении плазменной частоты, не равном частоте волны. Скачок показателя следует понимать как наличие заметного его изменения на расстоянии, меньшем длины волны. Требуется при этом, чтобы скачок по фронту занимал площадь не менее зоны Френеля, расстояния от всех точек которой до точки приема или излучения волны различаются не более чем на $\lambda/2$. Эти условия выполняются в нижней ионосфере, где турбулентный перенос воздушных масс, содержащих различные концентрации электронов, создает контакт течений с различными концентрациями. Различия в концентрации, разумеется, могут быть очень малыми, и соответственно малыми окажутся скачки показателя преломления. Это, однако, не исключает возможность их использования, а лишь предъявляет более жесткие требования к потенциалу установки, к ее мощности и чувствительности.

Чтобы удовлетворить уравнениям Максвелла при переходе электромагнитной волны через поверхность скачка показателя преломления, необходимо, чтобы образовалась отраженная волна, амплитуда которой A_2 составляет долю R (*коэффициент отражения*) по отношению к упавшей волне A_1 :

$$R = \left| \frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1} \right|. \quad (2.16)$$

В нижней ионосфере концентрация электронов мала и показатель преломления КВ-радиосигналов близок к 1. Условие (2.16) поэтому может быть записано в виде

$$R = \Delta N / 2N. \quad (2.17)$$

Формула Эпплтона—Хартри (1.197) дает зависимость N^2 от величины $X = \omega_c^2 / \omega^2$. Скачок электронной концентрации должен

вызвать изменение X , равно

$$\Delta X = \frac{4\pi e^2}{m_e \omega^2} \Delta n_e, \quad (2.18)$$

и, следовательно,

$$R = \frac{1}{N^2} \frac{\partial N^2}{\partial X} \Delta X = \frac{4\pi e^2}{m_e \omega^2} \frac{\partial N^2}{\partial X} \Delta n_e. \quad (2.19)$$

Показатель преломления различен для обыкновенной и необыкновенной волн, поэтому при падении на поверхность скачка волн одинаковой амплитуды у отраженных обыкновенной и необыкновенной волн амплитуды окажутся разными. Отношение амплитуд отраженных волн будет равно отношению коэффициентов их отражения:

$$\frac{R_x}{R_o} = \frac{\partial N_x^2}{\partial X} \bigg/ \frac{\partial N_o^2}{\partial X}. \quad (2.20)$$

Если применимо квазипродольное приближение, то написанное легко конкретизировать в соответствии с (1.208):

$$\frac{R_x}{R_o} = \frac{1 + Y + Z^2/(1 + Y)}{1 - Y + Z^2/(1 - Y)}. \quad (2.21)$$

Это отношение зависит от частоты соударений ($Z = v_e/\omega$) и увеличивается с высотой, поскольку v_e с высотой падает. На пути к земной поверхности отраженные волны претерпят поглощение, причем необыкновенная волна согласно (1.231) поглотится в большей мере. Отношение амплитуд отраженных волн на выходе из ионосферы будет равно

$$\frac{A_x}{A_o} = \frac{A_x^0}{A_o^0} \frac{R_x}{R_o} \exp \left[- \int_0^h (\kappa_x - \kappa_o) dh \right], \quad (2.22)$$

где h — высота отражения, а A_x^0 и A_o^0 — амплитуды упавших на поверхность скачка необыкновенной и обыкновенной волн. Если их различие обусловлено различием в поглощении волн на прямом пути до места отражения, то

$$\frac{A_x}{A_o} = \frac{R_x}{R_o} \exp \left[- 2 \int_0^h (\kappa_x - \kappa_o) dh \right]. \quad (2.23)$$

Отсюда по измеренному отношению амплитуд A_x/A_o и рассчитанному по (2.20) или (2.24) отношению R_x/R_o может быть определена разность коэффициентов поглощения:

$$2(\kappa_x - \kappa_o) = \frac{d}{dh} \ln \frac{R_x A_o}{R_o A_x}. \quad (2.24)$$

а по этой разности с помощью (1.231) при известном распределении v_e с высотой — концентрация электронов.

Измерительная установка для работ по методу частичных отражений включает передатчик достаточно большой мощности, высокочувствительный приемник и устройство для обработки данных. Передающее и приемное устройства обеспечивают излучение и прием волны с круговой поляризацией, направление которой меняется с каждым последующим импульсом. Регистрируются амплитуды правой и левой отраженных волн как функции времени их пробега, связанного с высотой отражения через скорость света из-за близости показателя преломления к 1. По высотной зависимости отношения амплитуд в соответствии с (2.24) и (1.231) находятся электронная концентрация или, во всяком случае, ее временные вариации.

На рис. 2.3 приведены высотные профили отношения амплитуд волн, измеренные по магнитоспокойным дням различных сезонов 1961/62 гг. Отчетливо видны сезонные изменения этого отношения. Там же приведены и отношения коэффициентов отражения, полученных с использованием различных моделей высотного распределения соударений.

Из рис. 2.3 видно, что высотный интервал, на котором метод позволяет производить измерения, сравнительно невелик, не превышает 20 км. На малых высотах волны, пробежавшие небольшой путь в ионосфере, испытывают сравнительно малое поглощение, недостаточное для того, чтобы по нему найти электронную концентрацию. На больших высотах отношение амплитуд становится малым, свидетельствуя, что необыкновенная волна претерпела настолько сильное поглощение, что измерение ее амплитуды уже становится затруднительным. Поскольку поглощение волн зависит от их частоты, то с целью расширения высотного диапазона применимости метода измерения ведут не на одной, а на нескольких частотах.

Метод основан на измерении отражений от неоднородностей в ионосфере и нацелен на определение электронной концентрации. Представляет, однако, интерес и исследование самих неоднородностей, дающих отражения, поскольку их возникновение характе-

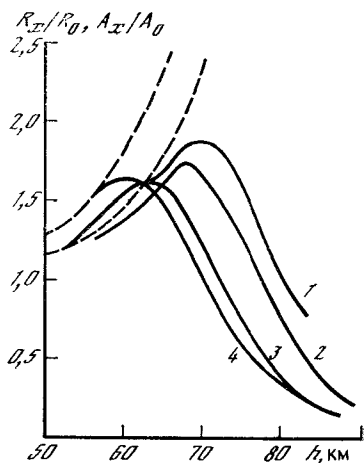


Рис. 2.3. Зависимости R_x/R_0 от h (штриховые кривые), рассчитанные для двух моделей распределения частот соударений, и измеренные над Оттавой отношения A_x/A_0 (сплошные кривые) для различных сезонов
1 — зима, 2 — весна, 3 — лето, 4 — осень

ризует состояние ионосферы, степень ее турбулизованности. Поэтому помимо отношения амплитуд информационно ценными являются и сами амплитуды частичных отражений, определяемые скачками электронной концентрации в контактирующих потоках.

2.3.2. Метод кросс-модуляции

Отражения могут быть приняты и от искусственно созданных неоднородностей, возникающих, например, при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением. Интенсивная радиоволна, проходя через ионосферу, поглощается, часть ее энергии переходит в тепловую, повышая температуру ионосферы на заметную величину, если интенсивность волны достаточно велика. Непосредственно электрическим полем высокочастотной волны нагревается электронный газ. Переход энергии от него к ионному и нейтральному газам из-за большой разницы в массах сталкивающихся частиц происходит сравнительно медленно, и в плазме может возникать и сохраняться разница в температурах электронной и ионной компонент.

Повышение температуры электронного газа меняет частоты соударений: частота соударений электронов с нейтральными частицами возрастает, так как при постоянстве сечения частота соударений пропорциональна скорости электрона. Частота кулоновских соударений, наоборот, уменьшается, поскольку сечение в этом случае определяется отношением энергии взаимодействия частиц к их кинетической энергии и уменьшается с ростом последней. Результирующее изменение полной частоты соударений меняет коэффициент поглощения волны, и если греющая волна модулирована, то будет промодулирована и температура ионосферы, и ее коэффициент поглощения. Если через область разогрева пропустить вторую, зондирующую волну, то вследствие изменений ее поглощения она также окажется промодулированной. Это явление реально наблюдается. В отечественной литературе оно получило название люксембург-горьковского эффекта, или эффекта кросс-модуляции.

Мощность, выделяемая в единице объема греющей волной, равна

$$W = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \sigma E^2 = \frac{1}{2} \sigma E_0^2, \quad (2.25)$$

где под E понимается среднее значение поля; E_0 — его амплитудное значение; σ — компонента тензора проводимости вдоль $\mathbf{E}$. В нижней ионосфере (при большой частоте соударений) влиянием магнитного поля можно пренебречь, и поэтому можно положить в соответствии с (1.149)

$$\sigma = i \frac{n_e e^2}{m_e (\omega + i\nu_e)} = \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{\nu_e + i\omega}{\omega^2 + \nu_e^2}. \quad (2.26)$$

Выделяемая мощность определится действительной частью этого выражения. Используя (2.25) и проводимостью (2.26) для опи-

сания источника нагрева электронного газа, можно решить уравнение теплового баланса для электронного газа (см. (3.68)) и рассчитать (при некоторых упрощающих предположениях) увеличение температуры электронов ΔT_e , создаваемое греющей волной. Этому увеличению температуры соответствует изменение показателя поглощения на величину

$$\Delta \kappa = \frac{\partial \kappa}{\partial \nu_e} \frac{\partial \nu_e}{\partial T_e} \Delta T_e, \quad (2.27)$$

где κ — коэффициент поглощения, определяемый выражением (1.231) и пропорциональный произведению $n_e \nu_e$. Таким образом, изменение поглощения зондирующей волны содержит информацию об электронной концентрации в области разогрева.

Установка для определения электронной концентрации по методу кросс-модуляции содержит два импульсных передатчика: один для мощного возмущающего (греющего) импульса, волна которого может полностью поглотиться в ионосфере, и второй для принимаемого зондирующего импульса, работающий на частоте, надежно отражаемой ионосферой, обычно большей, чем у возмущающего передатчика. Возмущающие импульсы посылаются вдвое реже принимаемого.

В течение рабочего цикла один принимаемый импульс проходит по возмущенной ионосфере, а второй — по невозмущенной. Меняя задержку между излучением возмущающего и принимаемого импульсов, можно менять высоту их встречи и из сопоставления амплитуды принимаемой волны в рабочем и контрольном полуциклах найти поглощение как функцию этой высоты. Поскольку результирующее поглощение зависит от многих параметров, то интерпретацию полученной зависимости проводят путем ее сравнения с расчетной, основанной на использовании модельного профиля электронной концентрации. Ведется подбор модели высотного профиля n_e , дающего наилучшее соответствие расчетного профиля поглощения наблюдаемому.

2.4. Радиолокационные исследования ионосферы

При практическом использовании УКВ-радиолокаторов в высоких широтах было установлено, что они могут принимать отражения от каких-то образований в ионосфере на высотах области E в периоды полярных сияний. Это навело на мысль, что локатор «видит» полярные сияния, и явление поэтому было названо *радиосиянием*, или *радиоавророй*. Предполагалась возможность использования локатора как удобного всепогодного средства исследования полярных сияний и связанных с ними вторжений энергичных частиц в ионосферу. Развитие исследований выявило, однако, большую сложность вопроса, чем ожидалось вначале. Было установлено, в частности, что способностью рассеивать радиоволны

обладает не только высокоширотная, но и экваториальная ионосфера, где полярные сияния отсутствуют.

Отражение, точнее, рассеяние сигналов локатора ионосферой не может быть объяснено действием механизма, подобного отражению волн при зондировании: УКВ-локатор использует более высокие частоты, для которых ионосфера почти прозрачна. Кроме того, было установлено существование так называемого *ракурсного эффекта*: отражения от ионосферы наблюдались (и в высоких

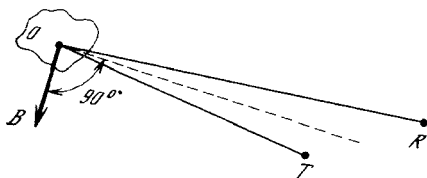


Рис. 2.4. Геометрия рассеяния при УКВ-радиолокации

широтах, и вблизи экватора) только в случае, если луч локатора в объеме, где произошло рассеяние, оказывался лежащим в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. При использовании двухпозиционных установок, когда приемник располагался на некотором расстоянии от передатчика, прием рассеянного сигнала осуществлялся, если биссектриса угла между направлениями из рассеивающего объема на передатчик и приемник располагалась в этой плоскости (рис. 2.4).

Для объяснения механизма рассеяния, создающего ракурсный эффект, используется представление о том, что рассеяние радиоволн осуществляется на электростатических волнах в ионосфере, распространяющихся в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю. У таких волн фронты ориентированы вдоль магнитного поля. Рассеяние радиоволны возможно в случае, если волновой вектор рассеивающей электростатической волны равен разности волновых векторов упавшей и рассеянной радиоволн. В случае рассеяния назад это эквивалентно требованию, чтобы длина электростатической волны была вдвое меньше длины радиоволны локатора или, иначе, чтобы колебания плотности плазмы происходили в такт с колебаниями поля стоячей волны, образованной интерференцией упавшей и рассеянной радиоволн.

Движение электростатической волны, т. е. движение рассеивающего объекта, должно привести к эффекту Доплера, к смещению частоты рассеянной волны относительно частоты упавшей. Если это движение вызывается сносом неоднородности из-за наличия общего дрейфа в ионосфере, то по измеренной величине доплеровского смещения можно было бы определить скорость дрейфа ионосферной плазмы, а по нему в ряде случаев и величину электрического поля в ионосфере. В этой возможности и заключается основная ценность радиолокационных наблюдений.

Как показал накопленный опыт, гибкость локатора в качестве измерительного средства дает возможность составлять карты рас-

пределения скорости дрейфа на сравнительно большом участке ионосферы. Однако вопрос об интерпретации спектров рассеянных сигналов и пересчете фазовой скорости волны, дающей рассеяние, в скорость дрейфа ионосферы еще окончательно не решен. Вопросам радиолокационных исследований ионосферы посвящены обзоры [41, 215, 247, 378, 401, 443], в которых отражено состояние проблемы к моменту их написания.

2.4.1. Экваториальные радиоотражения

Рассмотрение вопроса о физике радиоотражений целесообразно начать с экваториальных, как более простых по своей природе. Особенность экваториальной ионосферы состоит в том, что в динамо-области обычная проводимость Педерсена переходит в существенно большую проводимость Каулинга, и на участке возросшей проводимости ионосферный ток резко усилен — существует так называемая экваториальная токовая струя (см. п. 1.2.7). Существование этой токовой струи приводит к тому, что в дневные часы магнитное поле вблизи магнитного экватора заметно возрастает. Это возрастание можно объяснить действием тока в ионосфере, текущего к востоку, которому соответствует поле поляризации, направленное вверх. В условиях, когда электроны замагничены, а ионы — еще нет, это поляризационное поле вызовет дрейф электронов к западу, т. е. холловский ток к востоку, создающий экваториальную токовую струю.

Поле поляризации, определенное выражением (1.106), может в десятки раз превышать первичное ионосферное поле E_0 . Если скорость дрейфа электронов, созданная этим усиленным полем, превысит скорость ионно-звуковых волн, то становится возможным развитие токовой неустойчивости. При электрическом поле, направленном в сторону возрастания концентрации, возможно возникновение градиентно-токовой неустойчивости (см. п. 1.5.4). Тем самым усиливаются электростатические волны на высотах E -области и создаются возможности рассеяния сигналов радиолокаторов на них.

Экваториальные радиоотражения по их морфологическим признакам принято подразделять на два типа. Отражения *первого типа* интенсивны, однако при сканировании в плоскости, перпендикулярной магнитному меридиану (только в этой плоскости соблюдаются ракурсные условия), их интенсивность меняется, возрастая с зенитным углом; из зенита отражения не принимаются. Спектр отраженных сигналов сравнительно узок и характеризуется довольно большим доплеровским смещением, не зависящим от зенитного угла. При переходе луча радара через зенит с востока на запад знак доплеровского смещения меняется: днем при отклонении луча к западу смещение отрицательно, направление скорости, определяемое радаром, соответствует направлению дрейфа электронов в токовой струе. Величина доплеровского смещения одинакова для всех направлений, с которых принимаются отраже-

ния, и соответствует расчетному значению фазовой скорости ионно-звуковых волн. Отсюда можно заключить, что при скорости дрейфа меньшей, чем скорость ионного звука, отражения первого типа не возникают, для их создания скорость дрейфа должна превысить пороговое значение, определяемое скоростью ионного звука.

Отражения первого типа вызываются токовой неустойчивостью, которая может возникнуть в случае, когда проекция скорости дрейфа на направление распространения ионно-звуковой волны превысит фазовую скорость волны, одинаковую для всех направлений. Это условие выделяет конус, в котором могут быть приняты отражения. Кроме того, действует дополнительное требование перпендикулярности волн магнитному полю, превращающее конус в сектор. Скорость волн с направлениями, лежащими в этом секторе, постоянна и соответствует скорости ионного звука; в направлениях, лежащих за пределами этого сектора, неустойчивости не возникают. Спектр отражения этого типа поэтому узок, и величина его доплеровского смещения внутри сектора не зависит от направления; фактически он несет информацию только о величине скорости ионно-звуковых волн и о направлении электронного тока.

Отражения *второго типа* слабее по интенсивности, но они принимаются и при зенитных углах, на которых отсутствуют отражения первого типа. Спектр отражений второго типа широк и при отклонении луча локатора от зенита смещается относительно рабочей частоты локатора на величину, пропорциональную синусу зенитного угла, т. е. косинусу угла, составляемого лучом локатора с направлением токовой струи. Спектр в этом случае непосредственно определяется скоростью электронного потока, т. е. величиной электрического поля. Интенсивность отражений возрастает при заданном зенитном угле с ростом величины доплеровского смещения. Для возникновения отражения второго типа также требуется, чтобы величина электрического поля в ионосфере превышала некоторый пороговый уровень, но несколько меньший, чем для отражений первого типа. Отражения второго типа наблюдаются как днем, так и ночью: днем — на меньших высотах, ночью — в более широком высотном интервале.

Отражения второго типа вызываются градиентно-токовой неустойчивостью — усилением неоднородности в потоке электронов, дрейфующем относительно неподвижных ионов. Инкремент нарастания градиентно-токовой неустойчивости, как показано в п. 1.5.4, содержит множитель типа $(kL)^{-1}$, определяемый отношением длины волны к пространственному масштабу изменения концентрации, или, что эквивалентно, пропорциональный отношению изменению концентрации на длине волны. Этот множитель, естественно, имеет большее значение для колебаний с большой длиной волны, и градиентно-дрейфовая неустойчивость легче развивается на больших длинах волн. Порог развития неустойчивости, определяемый длинноволновым локатором, поз-

тому оказывается несколько ниже порога, определяемого по более коротким волнам, т. е. длинноволновые локации обнаруживают радиоотражения при несколько меньшем пороговом значении электрического поля.

2.4.2. Радиоаврора

Условия в полярной ионосфере являются более сложными, чем в экваториальной. Велика вертикальная компонента магнитного поля и часты вторжения энергичных частиц, вызывающих дополнительную, неоднородно распределенную ионизацию. Величины электрического поля и соответственно скорости электронного дрейфа здесь могут namного (в десятки и сотни раз) превысить соответствующие значения, достигаемые в экваториальной ионосфере, и могут существенно превысить скорость ионного звука.

Появление радиоавроры статистически хорошо связано с появлением видимого полярного сияния; при детальном сопоставлении, однако, выявляются несоответствия, вызванные не только возможным нарушением ракурсных условий. Замечено, что радиоаврора располагается около видимого сияния, в самом же сиянии вероятность ее возникновения уменьшена. Это связано с тем, что проводимость в самом сиянии повышена; повышение проводимости облегчает возникновение поля поляризации и ослабляет результирующее электрическое поле, а тем самым уменьшает вероятность возникновения радиоавроры.

Сопоставление радиоавроры с показаниями магнитометров и с определяемым по ним ионосферным током выявило не только хорошее соответствие положения области отражений от неоднородностей авроральной токовой струе, но и пропорциональность интенсивности отражений величине магнитного возмущения [398]. Измерения высоты области отражения от неоднородностей показали ее соответствие высоте наибольшей холловской проводимости, с наибольшей вероятностью они возникают на высотах от 105 до 110 км. Пороговое значение электрического поля, при котором происходит образование неоднородностей, оценивается в зависимости от условий в 10—30 мВ/м. Для длинноволновых локации (метрового, УКВ-диапазона) этот порог ниже, чем для коротковолновых (дециметрового, СВЧ-диапазона).

Доплеровское смещение частоты авроральных радиоотражений по знаку соответствует направлению дрейфа электронов в токовой струе. Найдено, что сигналы, принятые при угле между направлениями луча радара и токовой струи (*угол потока*), меньшем некоторого критического значения, характеризуются узкими спектрами; при углах потока больше критического принимаются широкие спектры. Замечено, что среднее смещение широкого спектра менялось со временем в процессе наблюдения, в то время как смещение узкого сигнала оставалось неизменным или, во всяком случае, менялось в меньшей мере. При переходе через критический угол, следовательно, изменялась не только ширина спек-

ра, но и его чувствительность к изменению скорости потока.

Результаты исследования спектров радиоотражений можно суммировать следующим образом. Сигналы обратного рассеяния появляются, когда величина электрического поля в ионосфере превышает одно из двух пороговых значений. При превышении меньшего из них развивается градиентно-токовая неустойчивость. Фазовая скорость волн, создающих рассеяние, регистрируемое локатором, равна проекции скорости дрейфа электронов на направление распространения волны и при изменении этого направления меняется как косинус угла потока. Спектр при этом широкий, среднее доплеровское смещение невелико и также меняется как косинус угла потока. Оно непосредственно связано с величиной электрического поля.

При превышении электрическим полем второго порогового значения развивается потоковая неустойчивость, при которой возникают интенсивные ионно-звуковые волны, распространяющиеся в секторе направлений, ограниченных требованием, чтобы проекция скорости тока электронов вдоль них превышала бы ионно-звуковую скорость. Само значение фазовой скорости волны, измеряемой локатором, в данном случае ограничивается ионно-звуковой скоростью и непосредственно не связано со скоростью дрейфа; спектр оказывается узким, доплеровское смещение велико и не зависит от угла потока. Косвенная связь между фазовой скоростью ионно-звуковой волны и скоростью дрейфа, однако, сохраняется, поскольку первая зависит от T_e и T_i , которые, в свою очередь, зависят от скорости дрейфа через фрикционный разогрев.

2.4.3. Радиолокаторы, применяемые для исследований ионосферы

Радиосигналы, рассеянные на ионосферных неоднородностях, могут быть приняты обычными, штатными радиолокаторами. Большинство исследований, однако, выполнено системами, специально приспособленными для исследовательских целей, включая и локаторы некогерентного рассеяния, о котором будет идти речь в следующем разделе. Большое число работ по исследованию неоднородностей в экваториальной ионосфере выполнено в Джикамарке (Перу) на радаре некогерентного рассеяния [319], излучающем импульсы большой (порядка 4 МВт) мощности с помощью антенной решетки, содержащей около 10 000 элементарных антенн типа полуволновых диполей, которые равномерно распределены по площади около 300×300 м. Исследования могут выполняться и на более скромной аппаратуре. Так, локатор, расположенный вблизи столицы Эфиопии и использованный группой французских ученых для многочастотного исследования неоднородностей экваториальной токовой струи [402], излучал импульсы значительно меньшей мощности — около 1,5 кВт.

Исследования авроральных неоднородностей велись в ряде пунктов как Северного, так и Южного полушарий. Использовались локаторы, работающие в импульсном режиме и в режиме непрерывного излучения при многопозиционной установке. Описание и основные характеристики локаторов, применявшихся при ионосферных исследованиях, даны в обзорах [378, 401]. Здесь же кратко рассмотрим работу сдвоенных локаторов, применяемых для исследования ионосферы над северной частью Скандинавии и Атлантики: STARE (скандинавский эксперимент с радарам-близнецами) и SABRE (шведско-британский радарный эксперимент). Каждая установка состоит из двух одинаковых локаторов, в системе STARE расположенных в Мальвике, вблизи Трондгейма (Норвегия) и в Ханкасалми (Финляндия), а в системе SABRE — в Уике (Шотландия) и вблизи обсерватории Упсала (Швеция). Каждая пара радаров ориентирована на прием сигналов из одного участка ионосферы, но с различных азимутов.

Для обеспечения высокого пространственного разрешения антенны делают узконаправленными. В рассматриваемых системах передающая антенна — широконаправленная, приемная же антенна выполнена в виде вертикально расположенного антенного поля из 64 восьмизлементных антенн, расположенных на 16 мачтах по 4 на каждой. Ширина диаграммы суммарной приемной антенны по азимуту составляет около 3° по половине мощности. Каждая элементарная антенна снабжена своим усилителем, усиленные сигналы смешиваются (с введением задержек). Предусмотрено создание 16 лучей, используется 8 центральных, сигналы с которых могут сниматься одновременно.

Рассортировка сигналов по дальности, т. е. по времени приема, позволяет весь исследуемый объем разбить на большое число (около 400) ячеек, с которых одновременно принимается информация. При малой скорости дрейфа, как отмечалось выше, по доплеровскому смещению частоты принятого сигнала может быть определена лучевая скорость — компонента скорости дрейфа электронов по направлению от рассеивающего объема на локатор. Наличие двух локаторов позволяет определить полный вектор скорости в каждой ячейке, поскольку заранее известно, что этот вектор должен лежать в плоскости, перпендикулярной магнитному полю.

Так как пространственно-временное разрешение системы достаточно велико, то картирование ионосферного электрического поля может быть использовано, например, для изучения прохождения по ионосфере КНЧ-волны, сопровождающей геомагнитные пульсации [291], или при изучении сложных конфигураций поля, например, в районе разрыва Харанга или в движущемся к западу изгибе сияний [397].

Был поставлен ряд экспериментов по сопоставлению данных STARE с измерениями электрического поля другими методами, включая некогерентное рассеяние, измерения на баллонах и различные косвенные методы [502—504]. Сравнение подтвердило,

что при малых скоростях дрейфа электронов (примерно до 400—600 м/с) данные радиолокаторов о скоростях, полученные по доплеровским смещениям спектра, хорошо соответствуют скоростям дрейфа электронов, полученным другими методами. При больших значениях скорости измеряемая локатором скорость оказывается меньше скорости дрейфа, измеренной другими способами. Это соответствует изложенным выше представлениям, что при малых скоростях рассеяние происходит на градиентно-токовых неустойчивостях, а при больших — на токовых.

В [503] рекомендована следующая методика обработки радиолокационных данных. При малых значениях скорости используется простая косинусоидальная зависимость от угла потока, т. е. предполагается, что измеряется лучевая компонента скорости электронного дрейфа. При измеренном значении скорости, превышающем расчетное значение скорости ионно-звуковых волн, предполагается, что измеренное значение соответствует ионно-звуковой скорости, увеличенной вследствие разогрева ионосферы.

2.5. Метод некогерентного рассеяния радиоволн

2.5.1. Физические основы и возможности исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния

Исследование движения электрона в поле электромагнитной волны и переизлучения энергии при этом движении, выполненное Дж. Дж. Томсоном, позволило оценить эффективность переизлучения и определить сечение рассеяния электрона. Оно оказалось весьма малым: суммарное сечение электронов, находящихся в 1 км^3 при обычной для максимума слоя $F2$ концентрации, образует мишень с площадью менее 0.1 мм^2 . Принять сигнал, рассеянный столь малой мишенью, находящейся на расстоянии в сотни или тысячи километров, является технически сложной, однако разрешимой задачей, несмотря на то, что уровень сигнала при этом намного ниже уровня шумов, создаваемых как аппаратурой, так и космическим радиоизлучением. Возможность приема сигнала, рассеянного электронами ионосферы, позволила создать новый, высокоинформативный метод исследований, существенно расширивший знания об ионосфере. Более широкое применение метода сдерживается техническими трудностями создания необходимой для этого высокопотенциальной установки.

Название методу было дано при проектировании первого в данном направлении эксперимента, и это название не совсем точно. Предполагалось, что будет исследоваться сигнал, созданный рассеянием радиоволн на свободных электронах ионосферы, т. е. что электроны ионосферы вполне свободны. Эксперимент показал, что это не так, его результат разошелся с выводами пер-

воначального варианта теории. Волной, упавшей на ионосферную плазму, создается поле, приблизительно равномерное в объеме с линейным размером порядка доли волны, скажем, $\lambda/6$ или $1/k$. Если этот объем мал по сравнению с дебаевской сферой ($1/kr_D \ll 1$), то находящиеся в нем электроны можно рассматривать как свободные и считать их движение чисто тепловым. Экранировка поля заряда, возникшего по какой-то причине в плазме, будет осуществлена за пределами рассматриваемого объема, и ее можно не учитывать.

В обратном случае, если размер области однородного поля велик по сравнению с дебаевским радиусом, в нее попадут электроны, экранирующие заряд. Их движение уже не будет свободным; восстанавливая квазинейтральность, эти электроны будут двигаться вслед за возмущающим зарядом, и, наблюдая за ними, можно охарактеризовать и движение возмущающего заряда, не являющегося электроном и потому не рассеивающего упавшую на него волну. Рассеяние при $1/kr_D \gg 1$ поэтому является не вполне некогерентным, и электроны, рассеивающие длинноволновое поле, не вполне свободны, а именно в таких условиях и работают установки некогерентного рассеяния.

В среде с равномерно распределенными электронами любой рассеянной волне с определенной фазой можно противопоставить волну с противоположной фазой. Поэтому для наличия рассеяния необходимы флуктуации плотности, необходимо, чтобы равные объемы содержали различное количество электронов, и в этом отношении рассеяние на свободных электронах — это рассеяние на флуктуациях электронной концентрации. Среднее отклонение от среднего, как известно, пропорционально корню квадратному из числа частиц в рассматриваемом объеме, и соответственно рассеянное поле пропорционально этому корню. Рассеянная же мощность, пропорциональная квадрату поля, оказывается пропорциональной числу свободно движущихся (при $1/kr_D \ll 1$) электронов в рассеивающем объеме и, следовательно, мощность принятого сигнала может быть использована для определения концентрации электронов в рассеивающем объеме.

Спектр принятого сигнала отражает распределение электронов по скоростям, описываемое при обычных условиях максвелловской функцией, и, значит, содержит информацию о температуре и направленной скорости их движения. Фактически, однако, используются волны, удовлетворяющие условию $1/kr_D \gg 1$, при котором приведенное выше рассуждение становится не совсем правильным: электрическое поле, возникающее при тепловых флуктуациях и препятствующее их развитию, уменьшает мощность рассеянного сигнала или суммарное сечение рассеяния и усложняет спектр. В плазме могут существовать собственные волны, частоты которых определяются соответствующим дисперсионным уравнением. Для рассеяния радиоволны необходимо наличие неоднородностей концентрации, которые, в частности, могут быть созданы электростатической волной. Особо эффективным должно

быть рассеяние радиоволн на частотах, соответствующих собственным электростатическим волнам плазмы.

В случае обратного рассеяния, при совмещенных приемной и передающей установках, интерференция прямой и рассеянной радиоволн создаст стоячую волну с расстояниями между узлами или пучностями, равными $\lambda/2$; с такой стоячей волной может войти в резонанс электростатическая волна с волновым вектором вдвое большим, чем у упавшей волны. В более общем случае волновой вектор рассеивающей электростатической волны определяется как разность волновых векторов рассеянной и упавшей волн (которая при обратном рассеянии равна их арифметической сумме). Рассеяние поэтому особенно эффективно на электростатических волнах с волновым вектором, соответствующим разности волновых векторов рассеянной и упавшей волны, т. е. на волнах, фронты которых перпендикулярны биссектрисе угла, образованного лучами, направленными из рассеивающего объема на передающую и приемную установку. В спектре сигнала появляются максимумы (линии), соответствующие частотам этих волн. Движение волн к наблюдателю или от него повышает или понижает частоту принятого сигнала, линии смещаются.

Наименьшими частотами в плазме обладают ионно-звуковые волны. Их появление изменяет форму спектра: максимум интенсивности сигнала начинает уменьшаться, и на некотором расстоянии от него вырастают максимумы, соответствующие двум ионно-звуковым волнам, бегущим в противоположных направлениях. Соотношение ионно-звуковых и центрального максимумов определяется отношением T_e/T_i , их расположение — значениями температур. Форма спектра, таким образом, дает возможность измерения электронной и ионной температур.

Оба ионно-звуковых максимума расположены симметрично относительно частоты рассеиваемой волны только в случае, если нет общего движения ионов. Наличие ионосферного дрейфа смещает весь спектр, и скорость дрейфа может быть определена по этому смещению. Наблюдения движений вдоль и поперек геомагнитного поля на высотах F -области позволяют определить вклад нейтральных ветров и электрических полей в скорость дрейфа. Наличие в ионосфере тока, т. е. систематического движения электронов относительно ионов, нарушает симметрию спектра: одно крыло формируется электронами, скорость которых накладывается на скорость волны, на другом крыле скорости вычитаются, и высоты ионно-звуковых максимумов, соответствующих движениям в противоположных направлениях, оказываются различными.

Исследовалось влияние на спектр и других факторов: магнитного поля, анизотропии температур, потоков вторгающихся частиц. При уменьшении высоты исследуемого объема во все большей степени на поведение ионосферы и на спектр рассеянного сигнала влияют соударения с нейтральными частицами. Плазма перестает быть замагниченной, движение заряженных частиц во все большей степени определяется движением нейтральной среды.

Измерения некогерентного рассеяния в этом случае позволяют получить информацию о нейтральных ветрах на исследуемых высотах. По изменению спектра может быть оценена и частота соударений, а по ней — плотность нейтральной атмосферы.

По спектру рассеянного сигнала непосредственно вычисляются тепловые скорости, связанные с энергией или температурой через массу частиц. Это может быть использовано для определения ионного состава, например, для прослеживания перехода к протоносфере, т. е. к области преобладания ионов водорода. Уменьшение массы иона увеличивает скорость ионно-звуковой волны; в случае смеси из двух сортов ионов ионная линия окажется состоящей из двух, наложенных друг на друга: узкой, соответствующей более тяжелому иону, и широкой от легкого иона. По соотношению площадей, охватываемых этими линиями, можно оценить отношение концентраций ионов соответствующих масс.

При исследовании ионосферного дрейфа желательно измерять его скорость как векторную величину, т. е. измерять три ее компоненты. Однопозиционная установка с совмещенными приемной и передающей частями принимает обратно рассеянный сигнал и дает возможность измерить лучевую скорость — проекцию скорости на направление оси главного лепестка диаграммы направленности антенны. Для измерения недостающих, перпендикулярных к лучу компонент скорости изменяют, если это допустимо по техническим условиям, направление главного лепестка. Считая, что скорость ионосферного дрейфа во всем исследуемом объеме одинакова, находят недостающие компоненты скорости.

Освободиться от предположения об однородности дрейфа можно, используя многопозиционную установку и принимая рассеянные сигналы одного передатчика несколькими приемниками, расположенными в разных местах. Спектр сигнала, принятого на каждом из них, будет зависеть от проекции скорости движения рассеивающего объема на направление соответствующего разностного вектора, т. е. на направление биссектрисы угла между лучами, направленными от рассеивающего объема на передающую и соответствующую приемную станции.

Для исследования некогерентного рассеяния используются высокие частоты, существенно превышающие гирочастоты электронов и плазменную частоту в ионосфере. Поглощение и преломление радиоволн при этом оказывается незначительным, что не только упрощает расчеты высоты рассеивающего объема ($h = ct$), снимая проблемы кажущихся высот, но и делает наблюдения надежными независимо от состояния ионосферы. Результаты наблюдений не зависят и от знака градиента концентрации. Применение высоких частот дает еще одно важное преимущество: с уменьшением длины зондирующей волны уменьшается размер антенны, требуемой для получения диаграммы с заданной шириной лепестка. Становится технически разрешимой задача создания управляемых, поворотных антенн, а это в свою очередь предоставляет возможность менять положение исследуемого объема и

придает установке некогерентного рассеяния характер средства дистанционного исследования (хотя размеры антенн остаются все же большими из-за требований к мощности и чувствительности).

Возможная дальность до исследуемого объема определяется двумя факторами: потенциалом или чувствительностью установки и требованием, чтобы длина волны везде оставалась большей по сравнению с дебаевским радиусом. Последний увеличивается с возрастанием высоты как $n_e^{-1/2}$, и это ограничивает диапазон высот, на которых можно использовать некогерентное рассеяние дециметровых волн. Для диапазона метровых волн ограничение практически отсутствует, и при современном уровне потенциала установок сигналы могут быть приняты (и проанализированы) из объема на расстоянии в тысячи километров. Радиус действия наиболее «дальнобойных» установок некогерентного рассеяния становится настолько большим, что одной такой установкой может быть исследована ионосфера нескольких широтных зон.

Выше упоминалось о больших технических трудностях, которые были преодолены при постройке установок некогерентного рассеяния. Можно добавить, что и теоретические основания метода более сложны, чем теория других методов ионосферных измерений. Сложна и теория обработки данных наблюдений, определяющая оптимальные условия выполнения измерений и решения многопараметрической обратной задачи, в которой требуется разделить влияние на результат измерений каждого из ионосферных параметров и обеспечить нахождение наиболее вероятного значения каждого из них. Сложность теории не позволяет провести ее рассмотрение в полном объеме. Ниже приводятся рассуждения, преследующие цель лишь пояснить физические принципы, положенные в основу теории метода исследования ионосферы путем измерений некогерентного рассеяния радиоволн, и оценить возможности метода. Более полная информация содержится, например, в [27, 279, 282, 315].

2.5.2. Рассеяние электромагнитной волны электроном

Пусть на первоначально неподвижный электрон, находившийся в точке O рассеивающего объема (рис. 2.5), падает волна с частотой ω_0 , электрическое поле которой равно

$$\mathbf{E} = E_0 \exp [i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega_0 t)]. \quad (2.28)$$

Размеры рассеивающего объема будем считать малыми по сравнению с расстоянием от него до источника волны T и до точки R , где регистрируется рассеянное поле. Полем падающей волны электрон приводится в движение со скоростью

$$\mathbf{v} = -i \frac{e}{m_e \omega_0} \mathbf{E}. \quad (2.29)$$

Это движение можно рассматривать как эквивалентное элементарному току $\mathbf{j} = -ev$. Создаваемые им поля могут быть рассчитаны по вектор-потенциалу $\mathbf{A}$, такому, что $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$:

$$\mathbf{A} = \mathbf{j}/cR. \quad (2.30)$$

Так как поле распространяется с конечной скоростью, равной скорости света c , то значение потенциала в точке R в момент t определится движением электрона в предыдущий момент τ :

$$\tau = t - s(\mathbf{R} - \mathbf{r})/c, \quad (2.31)$$

где $\mathbf{s}$ — единичный вектор в направлении рассеяния (вдоль вектора $\mathbf{R}$). Вводя волновой вектор

$$\mathbf{k}_s = s\omega_0/c \quad (2.32)$$

и используя обозначение классического радиуса электрона

$$r_e = e^2/m_e c^2, \quad (2.33)$$

можно вектор-потенциал рассеянной волны записать в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_s = i \frac{r_e}{k_s R} \mathbf{E}_0 \exp[i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} + \\ + \mathbf{k}_s (\mathbf{R} - \mathbf{r}) - \omega_0 t)]. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Магнитное поле рассеянной волны равно

$$\mathbf{B}_s = \text{rot } \mathbf{A}_s = -(r_e/R) (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_0) \exp[i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} + \mathbf{k}_s (\mathbf{R} - \mathbf{r}) - \omega_0 t)] \quad (2.35)$$

и ее электрическое поле

$$\mathbf{E}_s = -(\mathbf{s} \times \mathbf{B}_s) = (r_e/R) [\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_0)] \exp[i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} + \mathbf{k}_s (\mathbf{R} - \mathbf{r}) - \omega_0 t)]. \quad (2.36)$$

Поляризационный множитель, записанный в (2.36) в виде двойного векторного произведения, представляет собой вектор, соответствующий проекции поля первичной волны на фронт вторичной и по модулю равный

$$|\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_0)| = E_0 \sin(\widehat{\mathbf{E}}, \mathbf{s}) = E_0 \sin \gamma. \quad (2.37)$$

Если направление рассеяния составляет угол θ с направлением первичной волны и электрическое поле составляет угол φ с плоскостью, проходящей через нормали обеих волн, то, как видно из рис. 2.5,

$$\cos \gamma = \cos(\widehat{\mathbf{E}}, \mathbf{s}) = \sin \theta \cos \varphi. \quad (2.38)$$

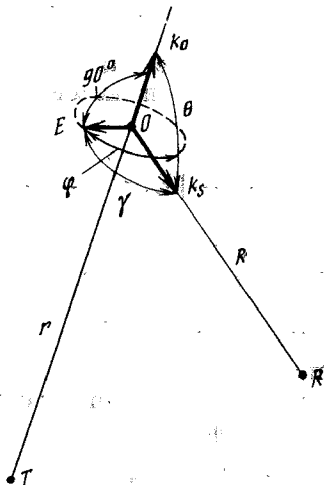


Рис. 2.5. К вопросу о рассеянии электромагнитной волны электроном

Поток энергии, переносимый рассеянной волною через единичную площадку вблизи точки R , определится вектором Пойнтинга

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E}_s \times \mathbf{B}_s^*), \quad (2.39)$$

по модулю равным

$$S = \frac{c}{4\pi} \frac{r_e^2}{R^2} |\mathbf{E}_0|^2 (1 - \sin^2\theta \cos^2\varphi). \quad (2.40)$$

Для случая неполяризованной волны, в которой φ с равной вероятностью принимает все возможные значения, это выражение переходит в

$$S = \frac{c}{4\pi} \frac{r_e^2}{R^2} |\mathbf{E}_0|^2 \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2\theta\right). \quad (2.41)$$

Полная мощность рассеянной волны, получаемая интегрированием по сфере радиуса R , равна

$$W_s = \frac{2}{3} c r_e^2 |\mathbf{E}_0|^2 \quad (2.42)$$

и по отношению к энергии $S_0 = (c/4\pi) |\mathbf{E}_0|^2$, пронесимой в единицу времени первичной волной через единичную площадку вблизи рассеивающего электрона, составляет долю

$$\sigma_T = W/S_0 = (8\pi/3) r_e^2, \quad (2.43)$$

называемую *томсоновским сечением* электрона. Если электрон двигался со скоростью $\mathbf{v} = \mathbf{r}$, то в соответствии с (2.36) частота рассеянной волны, принимаемой в точке R , будет отличаться от частоты упавшей волны на величину

$$\omega_s - \omega_0 = (\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0) \mathbf{v}. \quad (2.44)$$

Формула (2.36) определяет рассеянное поле в точке R в момент t прихода рассеянной волны в эту точку. В некоторых случаях может оказаться удобным заменить это время на время τ рассеяния волны электроном. Воспользовавшись соотношением (2.31), найдем, что выражению (2.36) может быть придан вид

$$\mathbf{E}_{sj} = \frac{r_e}{R} [\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_0)] \exp[i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega_0 \tau)], \quad (2.45)$$

где индексом j отмечен рассматриваемый рассеивающий электрон.

2.5.3. Поле рассеяния от электронов в конечном объеме

В любом конечном объеме содержится большое количество электронов. Из-за их непрерывного движения концентрация непрерывно меняется, флуктуирует, и соответственно меняется во времени число электронов ΔN в фиксированном элементе

объема $\Delta \mathbf{r}$:

$$\Delta N = n_e(\mathbf{r}, \tau) \Delta \mathbf{r}. \quad (2.46)$$

Изменения во времени концентрации $n_e(\mathbf{r}, \tau)$ представим интегралом Фурье:

$$n_e(\mathbf{r}, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{n}_e(\mathbf{r}, \omega) \exp(-i\omega\tau) d\omega. \quad (2.47)$$

Принимая, что поле, созданное одним электроном, описывается выражением (2.45), получим для результирующего поля, созданного электронами, находящимися в элементе объема $\Delta \mathbf{r}$,

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{E}_s &= \mathbf{E}_{sj} n_e(\mathbf{r}, \tau) \Delta \mathbf{r} = \frac{r_e}{2\pi R} [\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_0)] \int \tilde{n}_e(\mathbf{r}, \omega) \times \\ &\times \exp[i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - (\omega + \omega_0) \tau)] d\omega \Delta \mathbf{r}. \end{aligned} \quad (2.48)$$

Возвращаясь к переменной t , перепишем (2.48):

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{E}_s(\mathbf{R}, t) &= \frac{r_e}{2\pi R} [\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_0)] \int \tilde{n}_e(\mathbf{r}, \omega) \times \\ &\times \exp[i(\mathbf{k}_s \mathbf{R} - (\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0) \mathbf{r} - (\omega + \omega_0) t)] d\omega \Delta \mathbf{r}. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Если это поле наблюдалось в течение какого-то конечного (и большого по сравнению с периодами колебаний) времени, то в нем может быть выделена гармоника на принимаемой частоте ω_s :

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{E}_s(\mathbf{R}, \omega_s) &= \frac{r_e}{2\pi R} [\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_0)] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-T/2}^{T/2} \tilde{n}_e(\mathbf{r}, \omega) \times \\ &\times \exp[i(\mathbf{k}_s \mathbf{R} - \mathbf{k} \mathbf{r} - (\omega + \omega_0) t + \omega_s t)] d\omega dt \Delta \mathbf{r}, \end{aligned} \quad (2.50)$$

где $\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$. Так как время T принято достаточно большим, то, используя (1.121), выполним интегрирование по t :

$$\int_{-T/2}^{T/2} \exp[-i(-\omega_s + \omega + \omega_0) t] dt \simeq 2\pi \delta[\omega - (\omega_s - \omega_0)], \quad (2.51)$$

и тогда последующее интегрирование (2.50) по ω даст

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{E}_s(\mathbf{R}, \omega_s) &= \frac{r_e}{R} [\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_0)] \tilde{n}_e(\mathbf{r}, \omega_s - \omega_0) \times \\ &\times \exp[i(\mathbf{k}_s \mathbf{R} - (\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0) \mathbf{r})] \Delta \mathbf{r}. \end{aligned} \quad (2.52)$$

Переходя от элементарного объема $\Delta \mathbf{r}$ к полному V , получим

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{R}, \omega_s) &= \frac{r_e}{R} [\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_0)] \exp(i\mathbf{k}_s \mathbf{R}) \int_V \tilde{n}_e(\mathbf{r}, \omega_s - \omega_0) \times \\ &\times \exp[-i(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0) \mathbf{r}] d\mathbf{r}. \end{aligned} \quad (2.53)$$

Если объем достаточно велик по сравнению с длинами волн, то интеграл в (2.53) можно рассматривать как выполняющий преобразование Фурье по пространству, и, следовательно,

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{R}, \omega_s) = \frac{r_e}{R} [\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_0)] \exp(i\mathbf{k}_s \mathbf{R}) n_e(\mathbf{k}, \omega), \quad (2.54)$$

где $\omega = \omega_s - \omega_0$, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$.

Смещение ω частоты рассеянного сигнала, соответствующее скоростям собственных волн в рассеивающей плазме, мало по сравнению с рабочей частотой установки, т. е. с частотой рассеиваемой волны. Поскольку изменение частоты невелико, то волновые векторы первичной и рассеянной волн можно считать одинаковыми по модулю, но различающимися по направлению. В случае обратного рассеяния волновой вектор рассеянной волны направлен противоположно первичному и разностный волновой вектор $\mathbf{k}$ равен удвоенному значению вектора рассеянной волны.

В разнесенных установках с углом θ между направлениями из рассеивающего объема на передающую и приемную установки будут приняты сигналы, рассеянные на электростатических волнах в плазме с длиной Λ , удовлетворяющей условию

$$\Lambda = \lambda_0/2 \cos(\theta/2). \quad (2.55)$$

Следует отметить, что фронт рассеивающей электростатической волны в плазме должен быть перпендикулярен к разностному волновому вектору, т. е. к биссектрисе угла между лучами, направленными от рассеивающего объема на передающую и приемную станции.

2.5.4. Мощность рассеянного сигнала

Полная мощность, потерянная падающей волной, и соответственно мощность рассеянной волны должны быть пропорциональны числу рассеивающих электронов. Измерение мощности рассеянного сигнала поэтому может быть использовано для определения электронной концентрации.

Мощность, рассеиваемая в телесном угле $\Delta\Omega$, т. е. проходящая через площадку $R^2\Delta\Omega$,

$$\Delta P = (c/4\pi) R^2 \Delta\Omega \mathbf{E}_s \mathbf{E}_s^*, \quad (2.56)$$

и, следовательно, средняя мощность, поступающая в конус с раствором $\Delta\Omega$, определяется как

$$\overline{\Delta P} = \frac{c}{4\pi} R^2 \Delta\Omega \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \mathbf{E}_s \mathbf{E}_s^* dt, \quad (2.57)$$

где T — интервал осреднения (время наблюдения). С помощью

(1.125) этот результат можно записать в форме

$$\Delta \bar{P} = \frac{c}{4\pi} R^2 \Delta \Omega \frac{1}{2\pi T} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_s(\omega) \tilde{E}_s^*(\omega) d\omega. \quad (2.58)$$

Используя для $\tilde{E}_s(\omega)$ (2.54), получим:

$$\Delta \bar{P} = \frac{c}{4\pi} \Delta \Omega \frac{r_e^2}{2\pi T} |s \times (s \times E_0)|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{n}_e(k, \omega) \tilde{n}_e^*(k, \omega) d\omega, \quad (2.59)$$

откуда следует, что мощность, рассеиваемая в единичном телесном угле и приходящаяся на единичный интервал частот $\Delta \omega = \Delta \omega / 2\pi$, равна

$$\frac{\Delta P}{\Delta \Omega \Delta f} = \frac{c}{4\pi} \frac{r_e^2}{T} |s \times (s \times E_0)|^2 \langle \tilde{n}_e(k, \omega) \tilde{n}_e^*(k, \omega) \rangle. \quad (2.60)$$

Концентрация n_e является флуктуирующей величиной, значение которой в каждый момент случайно. Устойчивую характеристику излучения можно получить, осреднив $\tilde{n}_e \tilde{n}_e^*$ по ансамблю, т. е. по большому числу его возможных значений. (Осреднение по ансамблю принято обозначать угловыми скобками.)

Мощность, рассеиваемая в единичный телесный угол электронами, находящимися в единичном объеме, и приходящаяся на единичный интервал частот, таким образом, может быть выражена как

$$P_s = \frac{c}{4\pi} \frac{|E_0|^2 r_e^2 \sin^2 \gamma}{TV} \langle \tilde{n}_e(k, \omega) \tilde{n}_e^*(k, \omega) \rangle. \quad (2.61)$$

Принимая, что полное число рассеивающих электронов $N_e = n_e V$, перепишем (2.61), выделив в нем множитель, определяющий частотную зависимость:

$$P_s = S_0 r_e^2 \sin^2 \gamma N_e \tilde{S}(\omega), \quad S_0 = \frac{c}{4\pi} E_0^2. \quad (2.62)$$

Множитель

$$\tilde{S}(\omega) = \frac{1}{TV} \frac{\langle \tilde{n}_e(k, \omega) \tilde{n}_e^*(k, \omega) \rangle}{n_e} \quad (2.63)$$

содержит все спектральные особенности рассеяния и имеет смысл спектральной плотности.

Спектральная плотность в виде (2.63) получилась при применении к исследуемым величинам преобразования Фурье. При использовании аналогичного ему преобразования Лапласа в слу-

чае комплексных $\mathbf{k}$ или ω вид спектральной функции оказывается слегка измененным:

$$\tilde{S}(\omega) = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{2\gamma}{V} \frac{\langle \tilde{n}_e(\mathbf{k}, \omega) \tilde{n}_e^*(\mathbf{k}, \omega) \rangle}{n_e} \quad (2.64)$$

где γ — мнимая часть комплексной частоты или волнового вектора.

2.5.5. Рассеяние электромагнитных волн флуктуациями электронной концентрации

Спектральные особенности рассеянного сигнала, как следует из (2.62), определяются спектром флуктуаций концентрации электронов. Частотная же зависимость последних определяется действием электрического поля, возникающего в результате нарушения флуктуациями квазинейтральности плазмы. Ранее было показано (см. (1.359)), что это электрическое поле придает фурье-компонентам, т. е. частотной зависимости флуктуаций, вид

$$\tilde{n}_e(\mathbf{k}, \omega) = i \left[\left(1 - \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \right) \sum_j \frac{\exp(-ik\mathbf{r}_{0je})}{\omega' - k\mathbf{v}_{0je}} + \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \sum_l \frac{\exp(-ik\mathbf{r}_{0li})}{\omega' - k\mathbf{v}_{0li}} \right] \quad (2.65)$$

где $\mathbf{r}_{0je}$, $\mathbf{v}_{0je}$, $\mathbf{r}_{0li}$, $\mathbf{v}_{0li}$ — координаты и скорости электронов и ионов в начальный момент; ε и ε_e — диэлектрическая проницаемость и ее часть, определяемая электронами; $\omega' = \omega + i\gamma$. Мощность рассеянного сигнала согласно (2.62) и (2.63) выражается через произведение $n_e(\mathbf{k}, \omega)$ на его комплексно-сопряженное значение. Это произведение состоит из квадратов слагаемых, входящих в (2.65), и их произведений различных знакопеременных сомножителей. Пренебрегая произведениями знакопеременных сомножителей, запишем:

$$\langle \tilde{n}_e(\mathbf{k}, \omega) \tilde{n}_e^*(\mathbf{k}, \omega) \rangle = \left\langle \left[\left| 1 - \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \right|^2 \sum_j \frac{1}{(\omega - k\mathbf{v}_{0je})^2 + \gamma_e^2} + \left| \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \right|^2 \sum_l \frac{1}{(\omega - k\mathbf{v}_{0li})^2 + \gamma_i^2} \right] \right\rangle \quad (2.66)$$

Суммирование ведется по всем электронам и ионам, число слагаемых равно числу рассеивающих частиц; число одинаковых слагаемых, характеризующихся одинаковой скоростью, равно функции распределения частиц по скоростям. Поэтому

$$\sum_j \frac{1}{(\omega - k\mathbf{v}_{0je})^2 + \gamma_e^2} = n_e \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_e(v) dv}{(\omega - kv)^2 + \gamma_e^2} \quad (2.67)$$

$$\sum_l \frac{1}{(\omega - k\mathbf{v}_{0li})^2 + \gamma_i^2} = n_i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_i(v) dv}{(\omega - kv)^2 + \gamma_i^2}.$$

Эти интегралы могут быть вычислены. В общем случае

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(v) dv}{(v-a)^2 + b^2} = \frac{\pi}{b} f(a) \quad (2.68)$$

и, следовательно,

$$\frac{1}{k^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(v) dv}{(\omega/k - v)^2 + (\gamma/k)^2} = \frac{\pi}{k\gamma} f\left(\frac{\omega}{k}\right). \quad (2.69)$$

Поскольку в знаменатели выражений (2.67) входит только составляющая скорости v вдоль вектора $\mathbf{k}$, можно перейти к одномерной функции распределения, зависящей только от этой компоненты скорости. Тогда, используя (2.69) и одномерную максвелловскую функцию $\frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{w} e^{-z^2}$, получим из (2.64):

$$\begin{aligned} \tilde{S}(\omega) &= \frac{2\pi}{k} \left| 1 - \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \right|^2 f_{e0}\left(\frac{\omega}{k}\right) + \frac{2\pi}{k} \left| \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \right|^2 f_{i0}\left(\frac{\omega}{k}\right) = \\ &= \frac{2\sqrt{\pi}}{kw_e} e^{-z_e^2} \frac{|1 + \varepsilon_i|^2}{|\varepsilon|^2} + \frac{2\sqrt{\pi}}{kw_i} e^{-z_i^2}, \end{aligned} \quad (2.70)$$

где

$$w_{e,i} = \sqrt{2T_{e,i}^*/m_{e,i}}, \quad z_{e,i} = \omega/kw_{e,i}.$$

В п. 1.6.2 диэлектрическая проницаемость для продольных волн была определена формулами (1.311)–(1.315), подставляя которые в (2.70), получим:

$$\begin{aligned} \tilde{S}(\omega) &= \frac{2\sqrt{\pi}}{kw_e} e^{-z_e^2} \frac{[1 + \alpha^2 (T_e/T_i) R_i]^2 + [\alpha^2 (T_e/T_i) I_i]^2}{[1 + \alpha^2 R_e + \alpha^2 (T_e/T_i) R_i]^2 + \alpha^4 [I_e + (T_e/T_i) I_i]^2} + \\ &+ \frac{2\sqrt{\pi}}{kw_i} e^{-z_i^2} \frac{\alpha^4 (R_e^2 + I_e^2)}{[1 + \alpha^2 R_e + \alpha^2 (T_e/T_i) R_i]^2 + \alpha^4 [I_e + (T_e/T_i) I_i]^2}, \end{aligned} \quad (2.71)$$

где $\alpha = 1/kr_D$, $R_{e,i}$ и $I_{e,i}$ определены выражениями (1.313).

2.5.6. Спектр некогерентно рассеянного сигнала

Выведем основные характеристики спектра некогерентного рассеяния из полученного выражения (2.71). Спектральная функция состоит из двух слагаемых, в каждом из которых имеется множитель $\frac{1}{w_{e,i}} \exp(-z_{e,i}^2)$, представляющий собой гауссоиду с шириной, определяемой наиболее вероятной тепловой скоростью частиц данного сорта. Высота гауссоиды обратно пропорциональна соответствующей тепловой скорости, отражая то, что площадь под графиком зависимости этих множителей от ω в обоих случаях одинакова. Каждая гауссоида модулируется вторым множителем,

представляющим собою дробь, в числителе которой основным слагаемым являются квадраты реальных частей компонент диэлектрической проницаемости, а в знаменателе стоит квадрат модуля ее полного значения.

Поведение действительной и мнимой частей каждой из компонент ε показано на рис. 1.8, где аргументом функции является смещение частоты рассеянного сигнала в долях доплеровского смещения на тепловой скорости соответствующей частицы. Падение величины числителя до малых значений при значении аргумента, соответствующем тепловой скорости, несколько уменьшает ширину спектра, не изменяя, однако, вида произведения. В знаменателе выражения стоит квадрат модуля диэлектрической проницаемости, значение которой резко падает на частотах, соответствующих собственным частотам плазмы. Эти спады выделяют в спектре резкие максимумы, линии. Общий вид спектра поэтому можно представить как широкую, но с малой средней интенсивностью (размазанную) электронную полосу $\left(\sim \frac{1}{w_e} \exp(-z_e^2) \right)$, отражающую рассеяние на совершенно свободных электронах, на которую наложена более узкая и более интенсивная полоса $\left(\sim \frac{1}{w_i} \exp(-z_i^2) \right)$, созданная рассеянием на электронах, сопровождающих ионы и отражающих их тепловое движение. На эту центральную ионную полосу накладываются ионные линии, отражающие рассеяние на ионно-звуковых волнах. На большом расстоянии от них, там, где ионная полоса уже полностью исчезает, могут образоваться максимумы электронной полосы, соответствующие плазменным, ленгмюровским колебаниям.

При $\alpha \rightarrow 0$ ($k r_d \gg 1$) весь спектр превращается в размытую электронную полосу

$$S(\omega) = \frac{2 \sqrt{\pi}}{k w_e} \exp(-z_e^2) \quad (2.72)$$

и становится малоинформативным. Наблюдения некогерентного рассеяния поэтому стремятся организовать так, чтобы выполнялось условие $\alpha \gg 1$ или $\lambda \gg 2\pi r_d$. Так как $r_d \sim n_e^{-1/2}$, то эти условия можно рассматривать как ограничения, накладываемые на минимальную электронную концентрацию, при которой возможно информативное использование метода, определение не только электронной плотности, но и других параметров ионосферы. Чтобы удовлетворить указанию о требовании, длина волны рабочей установки выбирается достаточно большой. При большом α спектральная функция приобретает более сложный вид, состоит из двух слагаемых с множителями типа (2.72), определяющими ширину и интенсивность электронной и ионной полос, на которые накладываются максимумы на частотах собственных колебаний плазмы. Спектр в этом случае принято подразделять на центральную часть — ионную линию и на далеко отстоящие от нее сателлиты — плазменные линии.

Ионная линия представляет собою центральный максимум, отражающий тепловое распределение ионных скоростей, и расположенные на его крыльях ионно-звуковые максимумы. Тепловая скорость ионов мала по сравнению с электронной; в рассматриваемом диапазоне частот с $z_i \sim 1$, т. е. с $\omega \sim kw_i$, значения z_e малы. Для этого диапазона можно принять $R_e \sim 1$, $I_e \sim 0$, что придает спектральной функции следующий вид:

$$\tilde{S}(\omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{kw_e} \frac{[1 + \alpha^2 (T_e/T_i) R_i]^2 + [\alpha^2 (T_e/T_i) I_i]^2}{[1 + \alpha^2 + \alpha^2 (T_e/T_i) R_i]^2 + [\alpha^2 (T_e/T_i) I_i]^2} + \\ + \frac{2\sqrt{\pi}}{kw_i} e^{-z_i^2} \frac{\alpha^4}{[1 + \alpha^2 + \alpha^2 (T_e/T_i) R_i]^2 + [\alpha^2 (T_e/T_i) I_i]^2}. \quad (2.73)$$

При малых значениях ω , вблизи центра линии можно принять $R_i \sim 1$, $I_i \sim 0$, что с учетом неравенства $w_e \gg w_i$ позволяет упростить (2.73) до вида

$$\tilde{S}(\omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{kw_i} \frac{\alpha^4}{[1 + \alpha^2 + \alpha^2 (T_e/T_i)]^2} e^{-z_i^2}. \quad (2.74)$$

На некотором расстоянии от центра возникают ионно-звуковые максимумы, положение которых определяется дисперсионным уравнением, полученным приравнением нулю действительной части ε :

$$1 + \alpha^2 + \alpha^2 (T_e/T_i) R_i = 0. \quad (2.75)$$

Анализ этого уравнения проводился в п. 1.6.3, где были найдены собственные частоты ионно-звуковых волн. Величина z_i , удовлетворяющая (2.75), как видно из (1.320), может стать большой при $T_e \gg T_i$. С ростом z_i значения I_i становятся малыми по сравнению с R_i , уменьшается затухание ионно-звуковых волн (см. рис. 1.8). При небольших превышениях T_e над T_i , т. е. при z_i , близких к 1, мнимая часть ε велика и затухание ионно-звуковых волн велико. Уменьшение действительной части при выполнении условия (2.75) не вызовет заметного увеличения дробей (2.73) в целом, так как мнимая часть ε достаточно велика. Поэтому при небольших превышениях T_e над T_i ионно-звуковые максимумы выражены плохо (рис. 2.6).

Изменение отношения T_e/T_i (при $\alpha \geq 1$), таким образом, меняет форму ионной линии, превращая ее с ростом T_e из «одногогорбой» в «двугорбую». По отношению ординат в центре линии и в ионно-звуковых максимумах может быть оценена величина T_e/T_i , а при одновременном учете положения ионно-звуковых максимумов (расстояния между ними) могут быть определены и каждая из температур в отдельности.

Плазменные линии. При частотах, существенно превышающих ионно-звуковые, или, правильнее — для волн с фазовыми скоростями ω/k , существенно превышающими ионную тепловую и ионно-звуковую скорости, z_i можно считать большой и соответ-

венно $R_i \simeq I_i \simeq 0$. Спектральная плотность при этом приобретает вид

$$\tilde{S}(\omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{k\omega_e} e^{-z_e^2} \frac{1}{(1 + \alpha^2 R_e)^2 + \alpha^4 I_e^2}. \quad (2.76)$$

Ее плавный ход нарушается при устремлении действительной части к 0, т. е. при выполнении условия

$$1 + \alpha^2 R_e = 0, \quad (2.77)$$

которому удовлетворяет решение вида (1.323) или (1.324), определяющее положение плазменной линии на оси частот. Ширина и интенсивность плазменной линии определяются мнимой частью диэлектрической проницаемости

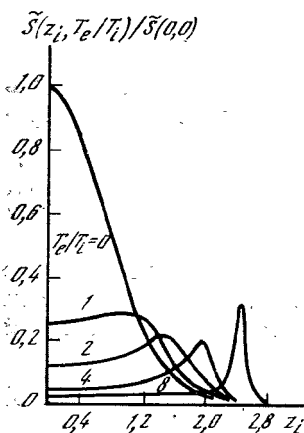


Рис. 2.6. Спектр некогерентно рассеянного сигнала [27]

$$I_e = \sqrt{\pi} z_e e^{-z_e^2}, \quad (2.78)$$

в свою очередь определяемой значением z_e из (1.323), т. е. положением максимума линии. Само значение z_e , соответствующее положению максимума плазменной линии, пропорционально γ_D^{-2} и, следовательно, определяется отношением концентрации электронов к их энергии. Чем выше это отношение (чем больше z_e), тем выше и уже максимум. Одновременно измеряя положение и ширину плазменной линии, можно определить отдельно концентрацию и температуру электронов.

Электронная концентрация по плазменной линии определяется весьма уверенно. Ее можно рассчитать и по мощности рассеянного сигнала, причем этот способ выглядит более простым. Однако в зависимость концентрации от мощности входит еще ряд трудно определяемых параметров. Поэтому таким способом концентрация обычно находится с точностью до некоторого постоянного множителя, величина которого уточняется по наблюдению плазменной линии, если последнее удастся выполнить. Трудность же наблюдения плазменной линии состоит в том, что линия узка, сравнительно малоинтенсивна и ее положение может меняться в широких пределах. Для выделения плазменной линии на фоне шумов требуется заранее знать ее положение. Вопрос еще более осложняется тем, что электронная концентрация, а вместе с нею и плазменная частота могут заметно измениться в пределах минимального разрешаемого по высоте объема. Преодолеть эту трудность можно с помощью специальной кодировки зондирующего импульса, которая меняет рабочую частоту внутри импульса таким образом, чтобы это изменение частоты внутри импульса скомпенсировало изменение плазменной частоты внутри исследуемого объема.

2.5.7. Техника наблюдений некогерентного рассеяния

В методике некогерентного рассеяния концентрация электронов в ионосфере обычно измеряется по мощности рассеянного сигнала, остальные параметры — по его спектру. Особенностью измерений является вероятностная природа анализируемого сигнала и его чрезвычайная слабость. Оба обстоятельства требуют выполнения наблюдений в течение конечного, подчас не малого времени, и тщательного выбора оптимальных условий работы. Точность измерений оценивается по отношению значения измеряемой величины к неопределенности в ее значении, остающейся после измерения. При радиофизических измерениях эта неопределенность обусловлена наличием помех, шумов, накладывающихся на исследуемый сигнал. Отношение мощности некогерентного рассеянного сигнала к мощности шума на входе приемного устройства на практике часто оказывается много меньше 1, в то время как для получения высокой точности оно должно быть большим числом. Это отношение может быть увеличено путем накопления повторяющихся измерений, при котором точность возрастает как корень из их числа. Прием некогерентно рассеянного сигнала может вестись непрерывно; время накопления, необходимое для достижения нужной точности, может быть оценено из следующих соображений.

Если в исследуемом сигнале содержится более одной фурье-компоненты, скажем, две, отличающиеся по частоте на $\Delta f = b$, и требуется разделить эти компоненты, то необходимо выполнить наблюдение в течение времени $\Delta t = b^{-1}$, за которое фазы разделяемых колебаний разойдутся на один период. Непрерывное наблюдение в течение времени t' поэтому эквивалентно выполнению $t'b$ измерений. В импульсном режиме, при длительности импульсов τ и частоте их следования p наблюдение в течение времени t эквивалентно выполнению $t\tau pb$ измерений и точность при их выполнении поднимается в $(t\tau pb)^{1/2}$ раз. Мощность принятого сигнала пропорциональна произведению концентрации рассеивающих электронов на величину рассеивающего объема, глубина которого пропорциональна длительности импульса; с учетом этого обстоятельства длительность импульса и отношение сигнал/шум войдет в выражение, определяющее точность измерений, в степени $3/2$.

Величины, определяющие точность, не являются независимыми. Частота следования импульсов p ограничивается, по крайней мере, двумя условиями: во-первых, расстояние между соседними импульсами должно превышать время двойного пробега сигнала до высоты, где электронная концентрация может считаться пренебрежимо малой; во-вторых, произведение $p\tau$, определяющее длительность рабочего цикла, связывает пиковую мощность со средней, и так как средняя мощность установки всегда лимитирована, то ею ограничено и произведение $p\tau$.

Спектральное разрешение b должно составлять малую долю от ширины выявляемых особенностей спектра, в частности, при

изучении ионной линии — малую долю ширины этой линии. Шум, принимаемый установкой, считается широкополосным, и его суммарная мощность пропорциональна ширине полосы частот B , пропускаемой приемной установкой. Для уменьшения отношения сигнал/шум полоса пропускания делается минимальной, равной при анализе ионной линии ее ширине. Требование сужения полосы частот определяет трудность приема плазменной линии, поскольку положение этой линии заранее неизвестно и является искомой величиной. Измерение выполняют, установив для плазменной частоты заранее заданное значение и отыскивая высоту, на которой плазменная частота в ионосфере окажется соответствующей выбранному значению.

Спектральное разрешение b связано с длительностью импульса τ соотношением $b\tau = 1$, имеющим тот смысл, что исследуемые периоды должны быть короче длительности импульса. Повышение точности спектральных измерений требует удлинения импульса, что ведет к ухудшению пространственного разрешения установки. Наличие связи пространственного разрешения со спектральным в течение долгого времени препятствовало поднятию общей точности измерений. Преодолеть указанную трудность удалось двумя путями.

Для получения спектрального разрешения b необходимо наблюдение в течение времени $\Delta t = b^{-1}$. Это наблюдение, однако, может и не быть непрерывным. Если выполнены мгновенные отсчеты амплитуды колебаний в различные моменты времени, то по автокорреляционной функции (АКФ), т. е. по зависимости коэффициента корреляции случайных значений амплитуды, взятых через какой-то интервал, от величины этого интервала, может быть установлено наличие фурье-компоненты с периодом, соответствующим выбранному интервалу. Ранее (см. п. 1.3.1) было показано, что АКФ связана фурье-преобразованием со спектром колебаний. Для получения же АКФ достаточно излучить серию коротких импульсов, обычно расположенных с различными интервалами, по корреляции интенсивности которых в приемном устройстве и находится АКФ для всех возможных интервалов между ними. Высокое спектральное разрешение при этом может сочетаться с коротким импульсом и высоким пространственным разрешением, однако отношение сигнал/шум оказывается низким.

Сохранить длительный импульс и высокое отношение сигнал/шум удастся при применении кодированных импульсов, в которых излучаемый импульс в соответствии с некоторым кодом разбивается на подимпульсы, отличающиеся каким-то параметром, например фазой волны. Определенным образом кодируется и работа приемного устройства. Сигналы, принятые от различных участков рассеивающего объема, будут усилены или ослаблены в зависимости от совпадения или несовпадения кодов передающего и приемного устройств. Это позволяет повысить высотное разрешение без уменьшения длительности импульса.

Сужение диаграммы направленности передающей и приемной антенн, при котором получается сконцентрированный поток, облучающий ионосферу, приводит к высокому пространственному разрешению. Ширина основного лепестка антенны определяется отношением размера антенны (ее диаметра, если основной ее частью является сферическое зеркало) к длине волны. Расходимость порядка 1° , осуществляемая в современных установках, достигается при диаметре антенны примерно в 50 длин волн. При переходе к более коротким волнам требуемый размер антенны уменьшается, хотя и остается все еще большим. Это несколько облегчает задачу создания подвижных, управляемых антенных систем. Однако возможности уменьшения длины волны ограничены необходимостью превышения длины волны над радиусом Дебая, что эквивалентно существованию порогового значения электронной концентрации, доступного измерениям.

С целью определения полного вектора скорости движения ионосферной плазмы используют многопозиционные системы, принимающие рассеянные сигналы из одного объема по различным направлениям. Пространственное разрешение таких систем определяется пересечением диаграмм направленности антенн установок, входящих в систему; размер общего объема определяется шириной диаграмм. Многопозиционные системы могут использовать длинные импульсы, не вносящие никаких искажений в спектральные наблюдения.

В начале 60-х годов были построены наиболее крупные установки, расположенные в американском долготном секторе: уже упоминавшаяся в п. 2.4.3 установка в Джикамарке, Перу ($\varphi = 11,9^\circ \text{ S}$, $L = 1,1$)¹, в обсерватории Аресибо, Пуэрто-Рико ($\varphi = 18,3^\circ \text{ N}$, $L = 1,4$) и вблизи г. Бостон, США (Милстоун-Хилл, $\varphi = 42,6^\circ \text{ N}$, $L = 3,2$). Установка в Джикамарке, расположенная вблизи магнитного экватора, использовала в качестве антенны большую синфазную решетку 290×290 м с осью основного лепестка, направленной в зенит. Сравнительно низкая рабочая частота 49,9 МГц и горизонтальность магнитных силовых линий, способствующая развитию неустойчивостей, привели к существованию довольно высокого уровня помех с шумовой температурой, оцениваемой в 6000 К. Наиболее эффективно установка использовалась для изучения процессов в экваториальной ионосфере, связанных с развитием неустойчивостей. С ее помощью накоплено большое количество информации о дрейфах плазмы вблизи магнитного экватора [375, 376].

Антенна радиоастрономической обсерватории Аресибо, как и у большинства других станций, выполнена в виде системы Нас-сегрена с главным неподвижным зеркалом диаметром 305 м, основой которого послужил покрытый металлической сеткой кратер

¹ Здесь φ — географическая широта, L — геоцентрическое расстояние до вершины геомагнитной силовой линии, приходящей в данную точку, выраженное в радиусах Земли.

вулкана. Вспомогательное зеркало расположено над ним на подвесках; направленные на него облучатели могут смещаться, изменяя положение главного лепестка диаграммы направленности антенны в пределах зенитного угла $15-20^\circ$. Используется более высокая, чем в Джикамарке, частота (430 МГц) и достигнута существенно более низкая (порядка 40 К) шумовая температура. Большая площадь основной антенны позволила получать в ионосфере сконцентрированные потоки энергии большой мощности, использованные для изучения эффектов искусственного воздействия на ионосферу [523].

Среднеширотная установка Милстоун-Хилл первоначально использовала два радара, работающих на разных частотах. Большая частота (1295 МГц) использовалась в установке с полноповоротной антенной диаметром 25 м, меньшая (440 МГц) — в установке с неподвижной антенной большего диаметра (68 м). Впоследствии, к концу 70-х годов, и это неподвижное зеркало было сделано подвижным. Его вращением по азимуту при малых углах возвышения ($4-15^\circ$) достигалось облучение и прием сигналов от ионосферы на очень большом (до 2000 км) удалении от установки. Используемая частота позволяла вести исследование ионосферы на большой высоте. Объем научных результатов, полученных в обсерватории, чрезвычайно велик: от первых обобщающих работ по вариациям температур в ионосфере до значительного вклада в составление моделей термосферы и в исследования глобальной структуры ионосферы, высокоширотной конвекции и разрушения ионосферы при пролете космических аппаратов (см., например, [282, 363—368, 412, 512]).

В середине 60-х годов были построены многопозиционные установки некогерентного рассеяния в Англии и Франции. Первая, с основной приемопередающей частью в Мальверне ($\varphi = 52,1^\circ$ N, $L = 2,6$), работала на частоте 400 МГц до 1975 г. Установка во Франции, основная приемопередающая часть которой с антенной 20×100 м находится в Сен-Сантине ($\varphi = 44,6^\circ$ N, $L = 1,9$), а дополнительные — в Нанси, Сен-Касьене и Менде, работала в режиме непрерывного излучения на частоте 935 МГц. В Советском Союзе в районе Харькова ($\varphi = 48,5^\circ$ N, $L = 1,9$) была построена и работала установка с большой неподвижной антенной диаметром 100 м, направленной в зенит.

В начале 70-х годов установка с полноповоротным зеркалом диаметром 27 м и рабочей частотой 1300 МГц, ранее построенная в Стенфорде (США), была перевезена на Аляску (Чатаника, $\varphi = 64,9^\circ$ N, $L = 5,8$), где до 1981 г. велись исследования авроральной ионосферы. Затем она была демонтирована и перевезена в Гренландию (Зондре-Стромфиорд, $L = 13$), и с начала 1983 г. с ее помощью исследовали ионосферу полярной шапки.

С начала 80-х годов на севере Скандинавии работает наиболее совершенная установка некогерентного рассеяния — установка ЕИСКАТ, построенная силами шести европейских стран. Установка рассчитана на работу в двух частотных диапазонах. Высоко-

частотный вариант (933,5 МГц) — с основной приемопередающей частью вблизи г. Тромсё, Норвегия ($\varphi = 69,6^\circ \text{ N}$, $L = 6,46$) и дополнительными приемными пунктами вблизи г. Кируна (Швеция) и Соданкюле (Финляндия). Все пункты снабжены однотипными полноповоротными антеннами диаметром 32 м, с гелиевым охлаждением входного каскада. Низкочастотная установка (224 МГц) с антенной в виде параболического цилиндра (120×40 м) расположена также вблизи г. Тромсё. Антенна может наклоняться, меняя угол возвышения основного лепестка; управление лучом по азимуту осуществляется фазировкой облучателей. Излучаемая мощность установок некогерентного рассеяния составляет обычно 2—5 МВт в импульсе при средней мощности 0,1—0,4 МВт.

2.6. Измерения параметров ионосферной плазмы с помощью ракет и спутников

В космическое пространство, окружающее Землю, к настоящему времени запущено очень большое число аппаратов, совершавших и совершающих короткие или длительные полеты и несущих на своем борту измерительные приборы. Размеры и масса этих аппаратов могут быть весьма большими, что позволяет превратить их в летающие внеатмосферные лаборатории. Оборудование этих лабораторий (автоматизированных или с наблюдателями на борту) весьма разнообразно и в рамках настоящей книги не может быть сколько-нибудь подробно рассмотрено. Ограничимся поэтому лишь несколькими замечаниями.

В космическое пространство могут быть запущены ракеты, движущиеся по баллистической траектории, т. е. совершающие полет до какой-то высоты с последующим падением, и спутники, движущиеся со скоростью, достаточной для того, чтобы возникающая при этом центробежная сила скомпенсировала бы действие силы тяжести. Для спутников, находящихся на сравнительно небольшой высоте, первая космическая скорость, при которой спутник может лететь по круговой или эллиптической орбите, порядка 8 км/с, а период их обращения вокруг Земли равен примерно 1,5 ч. С увеличением высоты значение требуемой скорости несколько уменьшается и возрастает длина орбиты, а следовательно, и период обращения. При радиусе орбиты порядка 6,5 радиусов Земли период обращения близок к 24 ч.

Если орбита спутника находится в экваториальной плоскости, то он движется синхронно с вращением Земли и зависит над определенной ее точкой. Такие спутники, называемые *геосинхронными* или *гестационарными*, удобны как для исследований ионосферы проходящими радиоволнами, так и для исследования области магнитосферы, фиксированной относительно Земли.

Исследование плазмы со спутника затруднено тем, что при движении со скоростью, превышающей ионную тепловую, а так-

же в результате фотоэффекта спутник электризуется, приобретая потенциал, отличный от потенциала окружающей среды. Спутник окружен электрическим полем, нарушающим естественное движение частиц, энергия которых соизмерима с потенциалом спутника. Исследования плазмы поэтому были начаты с регистрации высокоэнергетичных частиц с помощью счетчиков Гейгера или сцинтилляционных, широко используемых в различных физических экспериментах.

Ионы малой энергии исследовались с помощью *ионных ловушек*. Это прибор, содержащий входную сетку, отделяющую его от внешнего пространства, коллектор, собирающий заряд, и несколько, чаще всего две, дополнительные сетки. Первая сетка за входной используется как тормозящая: на нее подается положительный потенциал, который затрудняет проникновение ионов, и по зависимости тока коллектора от задерживающего потенциала можно судить о распределении частиц по скоростям. На вторую сетку, называемую разделяющей, обычно подается отрицательный потенциал, закрывающий электронам доступ к коллектору. Разделение может быть и не полным, электроны большой энергии могут преодолеть потенциальный барьер; принимается, что число таких электронов невелико.

Ионную ловушку можно использовать и для определения направления потока ионов. В зависимости от решаемой задачи ее можно сделать направленной, с плоскими электродами, или все-направленной, со сферическими электродами. При вращении направленной ловушки, например вследствие вращения всего спутника, по модуляции тока коллектора можно исследовать распределение скоростей частиц по направлениям. В замагниченной плазме зависимость от направлений в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, должна отсутствовать, зависимость же от pitch-угла, т. е. угла, составляемого вектором скорости с магнитным полем, может иметь место, и ее исследование является актуальной задачей.

Измерение массы иона или рассортировка ионов по массам, определение ионного состава принимаемых частиц осуществляется *масс-спектрометром*. Основу принципа работы прибора составляет зависимость гирорадиуса частицы от массы. Если поток заряженных частиц влетает в специально созданное сильное магнитное поле, то в нем траектории частиц разойдутся в соответствии с их радиусами кривизны, пропорциональными при одинаковой начальной скорости массам частиц, при одинаковой начальной энергии — корню из массы. Если коллектор прибора расположен так, что на него падают частицы, летящие по заданной траектории, с заданным радиусом кривизны, то, меняя ускоряющий потенциал, можно определить долю частиц, летящих по заданной траектории, т. е. обладающих заданной массой.

Может случиться, что присутствие магнита на спутнике с ограниченным пространством для размещения приборов окажется нежелательным. В этом случае можно использовать радиочастотный

масс-спектрометр типа Беннета. В нем сравнительно длинная трубка имеет, как и ионная ловушка, входное отверстие со своей защитной сеткой и коллектор, а кроме того, содержит большое количество сеток, расположенных на таких расстояниях, чтобы при подаче на них переменного напряжения определенной амплитуды ион определенной массы все время находился в ускоряющем поле и успевал пролететь промежутки между сетками за время, определяемое частотой приложенного напряжения. Для ионов другой массы, приобретающих в том же поле иную скорость, это условие (условие резонанса) будет нарушено, и они, пролетев трубку, приобретут меньшую энергию и могут быть отсеяны дополнительной сеткой перед коллектором. Восстановление резонанса для иона другой массы может быть достигнуто изменением ускоряющего потенциала (изменением амплитуды переменного напряжения) и задерживающего потенциала на выходе.

Электронную компоненту плазмы можно исследовать и с помощью *плазменного зонда* или *зонда Ленгмюра*. По конструкции этот прибор проще всех рассмотренных, однако теория, обосновывающая правильность его использования, довольно сложна и не может быть освещена в рамках настоящей книги. Прибор, как и все ранее рассмотренные, имеет входное отверстие, защищенное сеткой, и коллектор. Если на последний подан большой отрицательный потенциал, то коллектор будет улавливать ионы, прошедшие через входную сетку.

Если входная сетка позволяет проникать в прибор частицам, собираемым благодаря движению спутника, то, поскольку скорость спутника превышает тепловую скорость ионов плазмы, скорость, входящая в расчет ионного тока, будет равна скорости спутника. Зная ее, можно определить концентрацию ионов. Ионный ток, определяемый произведением концентрации на скорость влетающих частиц, может несколько меняться в зависимости от потенциала коллектора.

Обычно входное отверстие больше коллектора, часто оба электрода делаются не плоскими. В этом случае частицы, влетевшие в прибор, собираются полем коллектора, и эффективная площадь последнего может оказаться зависящей от потенциала. Если электродам, входной сетке и коллектору придана сферическая форма, то показания прибора не будут зависеть от его ориентации при условии, что прибор не попадает в тень от спутника. В этом случае зависимость ионного тока от приложенного потенциала будет большей, чем при плоских электродах. С увеличением потенциала, приближением его к нулю с последующим переходом через нуль будет уменьшаться ионный ток и возрастет поток электронов, изменится направление, т. е. знак тока, и начнется его быстрый рост. Из-за меньшей массы электроны будут реагировать на поле коллектора с больших расстояний, эффективная площадь коллектора, а вместе с нею и сила электронного тока окажется большей, чем в случае ионного тока.

Вольт-амперная характеристика прибора зависит от распределения электронов по скоростям, т. е. от температуры электронов. В меньшей мере на эту характеристику влияет ионная температура. Поэтому кроме концентрации ионов по ионному току насыщения или электронной концентрации по электронному току может быть определена и электронная температура. Ее знание, кстати, необходимо для расчета электронной концентрации по току насыщения. Важно, что зонд Ленгмюра дает возможность прямо измерять электронную температуру. Трудность возникает при расчете поля коллектора, поскольку оно зависит не только от приложенного потенциала, но и от объемных зарядов внутри прибора, образующихся при изменении скорости потока.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Под термином «моделирование ионосферы» будем понимать процесс, результатом которого является обобщенное количественное описание пространственно-временных вариаций ионосферных параметров. Таким процессом может быть усреднение данных наблюдений по тем или иным интервалам пространства и времени, их систематизация в виде таблиц и графиков и аппроксимация аналитическими формулами. Полученные наборы таблиц, графиков и аппроксимирующих формул представляют собой модели, называемые «эмпирическими» или «статистическими». В качестве примера можно назвать модели, описанные в [260, 343, 450, 539]. Эти модели являются, в сущности, «наборами состояний» ионосферы и не дают представление о происходящих в ней процессах. Количество информации на выходе этих моделей определяется наличием регулярных средств наблюдений в различных географических регионах и в различных гелио-геофизических условиях. Пробелы в данных наблюдений заполняются путем интерполяции и экстраполяции, что существенно сглаживает модельные вариации по сравнению с реальными.

Эмпирические модели весьма ограничены по числу описываемых параметров. Наибольшее количество информации накоплено по данным о критических частотах ионосферных слоев, менее полно и достоверно представлены вариации высот максимумов и формы высотного профиля электронной концентрации, особенно для высоких и субавроральных широт, для области D и для возмущенных условий. Лишь фрагментарно представлены вариации ионного состава, электронной и ионной температур, частот столкновений и прочих параметров ионосферной плазмы.

В последние 15 лет широкое развитие получило моделирование ионосферы, основанное на численном решении уравнений для ионосферной плазмы, записанных в том или ином приближении. Именно в этом смысле мы будем понимать термин «математическое моделирование», а под «математической моделью ионосферы» будем понимать совокупность уравнений динамики ионосферы как физической системы вместе с соответствующими краевыми условиями и алгоритмом решения. Такое определение аналогично данному А. С. Мониним применительно к метеорологическим мо-

делям атмосферы в книге «Прогноз погоды как задача физики» [163]. В литературе модели такого рода называют также «теоретическими», «детерминированными» и т. п.

В зависимости от степени самосогласованности эти модели в той или иной мере используют данные наблюдений либо собственно ионосферных параметров (например, в качестве начальных и граничных условий), либо параметров термосферы, либо электрических полей, что привело к появлению понятий «полуэмпирические», «гибридные» и «адаптивные» модели. Все эти термины подразумевают наличие коррекции модели по данным наблюдений. Различия между «теоретическими» и «полуэмпирическими» моделями весьма условны, поскольку неясно на каком уровне самосогласованности следует проводить границу между этими типами моделей. По-видимому, имеет смысл пользоваться терминами «гибридные» и «полуэмпирические» модели в случаях, когда в качестве входных параметров используются массивы данных наблюдений о наиболее важных с практической точки зрения параметрах ионосферы, таких, как критические частоты ионосферных слоев и высоты максимумов [116, 134, 206, 505].

В наиболее полной самосогласованной постановке математическая модель ионосферы должна учитывать фотохимию, динамику и энергетику как заряженных, так и нейтральных компонент ионосферной плазмы, принимать во внимание физическую взаимосвязь различных областей околоземного космического пространства как по вертикали, так и по горизонтали (нижняя атмосфера—ионосферные слои—протоносфера; полярная—субавро-ральная—среднеширотная—приэкваториальная области ионосферы), содержать в себе самосогласованный расчет электрических полей. Такая полностью самосогласованная модель ионосферы еще не создана и является перспективной задачей ионосферного моделирования. Однако многие аспекты этой проблемы уже решены [119, 174, 175] и существующие математические модели ионосферы широко используются как инструмент исследований, позволяющий «взвесить» роль всевозможных факторов и физических механизмов в различных гелио-геофизических явлениях и ситуациях.

Это «взвешивание» осуществляется путем «включения» и «выключения» тех или иных процессов, учитываемых в модели, варьирования ее управляющих параметров в расчетах и сопоставления результатов расчетов с наблюдениями. Тем самым осуществляется интерпретация данных наблюдений и одновременно проверяется на адекватность реальной среде теория ионосферной плазмы, лежащая в основе математической модели, проверяются на допустимость сделанные упрощающие предположения.

Такая проверка тем достовернее, чем большее количество одновременно наблюдаемых и рассчитываемых параметров ионосферы сопоставляются. Поэтому метод математического моделирования особенно плодотворен, когда достаточно полная и самосогласованная математическая модель привлекается для интерпретации ре-

зультатов комплексных наблюдений типа проводимых с помощью установок некогерентного рассеяния (еще лучше с одновременными спутниковыми измерениями над установкой некогерентного рассеяния). По результатам проверки модели путем сопоставления ее с наблюдениями возможно осуществить коррекцию модели и тем самым повысить степень ее адекватности реальной среде. Наконец, математическая модель ионосферы может быть использована как практический инструмент прогноза состояния ионосферы, как долгосрочного, так и краткосрочного, либо служить основой для разработки методики прогнозирования.

В настоящей главе формулируется система моделирующих ионосферу уравнений для заряженных и нейтральных компонент околоземной плазмы, обсуждаются системы координат, используемые в ионосферном моделировании, способы учета трехмерности задачи, начальные и граничные условия. Поскольку моделирующие уравнения представляют собой нелинейные дифференциальные уравнения в частных производных с коэффициентами, зависящими от координат и времени, их решения ищутся методами конечных разностей на ЭВМ. Используемые при этом численные методы рассмотрены весьма кратко, так как их подробному изложению посвящены специальные монографии [156, 219, 224]. Явный вид скоростей образования и потерь частиц, нагрева, неупругого теплообмена и охлаждения, входящих в моделирующие уравнения, будет обсуждаться далее (см. гл. 5 и 6).

3.1. Уравнения переноса для моментов функции распределения

Ионосферная плазма достаточно разрежена, чтобы считать столкновения частиц бинарными, а внешние поля изменяются медленно по сравнению со временем взаимодействия частиц при столкновении. Это позволяет описывать ионосферную плазму системой кинетических уравнений Больцмана для многокомпонентной смеси:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + a_{\alpha} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}\right) F_{\alpha} = \sum_{\beta} (S_{\beta}^{\alpha} + S_{\alpha}^{\beta}) + \\ + \sum_{\gamma} (\Gamma_{\gamma}^{\alpha} + \Gamma_{\alpha}^{\gamma}) \equiv \left(\frac{\partial F_{\alpha}}{\partial t}\right)_{\text{ст}}, \quad (3.1)$$

$$a_{\alpha} = g + \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right).$$

Здесь F_{α} — функция распределения α -й компоненты, определенная в п. 1.6.1 соотношениями (1.283), (1.284); a_{α} — ускорение под действием внешних сил; g — гравитационное ускорение; m_{α} , e_{α} — масса и заряд частицы сорта α ; $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ — электрическое и магнитные поля.

Операторы в левой части уравнения Больцмана могут быть записаны также в форме

$$\mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \equiv v_j \frac{\partial}{\partial x_j} \equiv (\mathbf{v}, \nabla), \quad \mathbf{a}_\alpha \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \equiv a_{\alpha j} \frac{\partial}{\partial v_j} \equiv (\mathbf{a}_\alpha, \nabla_v), \quad (3.2)$$

где j — индекс, нумерующий оси системы координат; x_j , v_j , $a_{\alpha j}$ — проекции векторов $\mathbf{r}$, $\mathbf{v}$ и $\mathbf{a}_\alpha$ на оси системы координат; ∇ — оператор Гамильтона; по повторяющимся в сомножителях координатным индексам подразумевается суммирование.

Правая часть уравнения (3.1) представляет собой интеграл столкновений, т. е. изменение числа частиц в элементе объема фазового пространства координат и скоростей в единицу времени за счет столкновений. Он складывается из интегралов упругих столкновений S_β^α и S_α^β (см. п. 1.6.1, формула (1.286)) и интегралов Γ_γ^α , Γ_α^γ неупругих столкновений (ионизация, возбуждение, химические реакции), в которых частицы сорта α рождаются и исчезают соответственно. При парных взаимодействиях интегралы неупругих столкновений также можно записать в форме (1.286), положив там вместо $\sigma_{\alpha\beta}$ соответствующее сечение неупругого рассеяния $\sigma_{\alpha\gamma}$.

Непосредственное интегрирование нелинейных интегродифференциальных уравнений (3.1) представляет собой чрезвычайно сложную задачу, прямое решение которой неоправданно не только вследствие вычислительной трудоемкости, но и из-за отсутствия надежных сведений о сечениях неупругих взаимодействий. В ионосферном моделировании кинетические уравнения приходится обычно решать лишь при описании сверхтепловых электронов. В большинстве же случаев в качестве уравнений, моделирующих тепловую ионосферную плазму, используют уравнения переноса для моментов функции распределения, определяющих средние макроскопические характеристики плазмы.

Моментом n -го порядка называется величина

$$M_{jkl}^{(n)} = \int v_j v_k v_l \dots F d\mathbf{v}, \quad (3.3)$$

где число нижних индексов, нумерующих оси системы координат, равно n , а индексы α , β , ..., нумерующие сорта частиц, опущены; интегрирование ведется по всему пространству скоростей.

Моменты нулевого и первого порядков имеют простой физический смысл:

$$M^{(0)} = \int F d\mathbf{v} = n, \quad (3.4)$$

$$M_j^{(1)} = \int v_j F d\mathbf{v} = nV_j, \quad (3.5)$$

где n и nV_j — концентрация и поток частиц в направлении оси j соответственно; $\mathbf{V}$ — направленная макроскопическая скорость.

Через моменты второго порядка, являющиеся компонентами тензора второго ранга,

$$M_{jk}^{(2)} = \int v_j v_k F dv \quad (3.6)$$

выражаются давление p , температура T , компоненты тензора вязких напряжений $\hat{\Pi}$. В частности,

$$p = \frac{1}{3} m \int w^2 F dw, \quad (3.7)$$

$$\Pi_{jk} = m \int w_j w_k F dw - \delta_{jk} p, \quad (3.8)$$

где $w = v - V$; δ_{jk} — символ Кронекера ($\delta_{jk} = 1$ при $j = k$ и $\delta_{jk} = 0$ при $j \neq k$). При максвелловском распределении по скоростям (3.7) дает уравнение состояния идеального газа: $p = nkT$. С моментами третьего порядка

$$M_{jkl}^{(3)} = \int v_j v_k v_l F dv \quad (3.9)$$

связан тензор потока тепла

$$Q_{jkl} = m \int w_j w_k w_l F dw. \quad (3.10)$$

Уравнения, описывающие изменения в пространстве и во времени макроскопических характеристик ионосферной плазмы, определяемых через моменты функции распределения, выводятся из (3.1) путем умножения его на различные комбинации различного числа сомножителей $v_j v_k \dots$ и последующего интегрирования по скоростям. Получающиеся при этом систему уравнений называют уравнениями переноса для моментов функции распределения.

Интегрируя по скоростям уравнение (3.1) и учитывая, что t , x_j , v_j — независимые переменные, $F(v) \rightarrow 0$ при $v \rightarrow \pm\infty$, а упругие столкновения не меняют полного числа частиц данного сорта в единице объема, получим известное *уравнение непрерывности*, или закон сохранения числа частиц в дифференциальной форме:

$$\partial n_\alpha / \partial t + \operatorname{div} n_\alpha \mathbf{V}_\alpha = Q_\alpha - L_\alpha, \quad (3.11)$$

где член $\operatorname{div} n_\alpha \mathbf{V}_\alpha$ представляет собой изменение числа частиц в единицу времени в дифференциально малом единичном объеме за счет разности между приходом частиц в этот объем и уходом из него; Q_α и L_α — скорости образования и исчезновения частиц сорта α в процессах неупругого взаимодействия:

$$Q_\alpha = \int \sum_\gamma \Gamma_\gamma^\alpha dv, \quad -L_\alpha = \int \sum_\gamma \Gamma_\alpha^\gamma dv. \quad (3.12)$$

Для процессов парного взаимодействия частиц сорта α с частицами сорта γ типа

$$\alpha + \gamma \rightarrow \beta + \delta, \quad (3.13)$$

в которых частицы сорта α и γ гибнут, а вместо них образуются частицы сортов β и δ , скорость L_α исчезновения частиц сорта α записывают в виде

$$L_\alpha = \sum_\gamma k_{\alpha\gamma} n_\alpha n_\gamma, \quad (3.14)$$

где $k_{\alpha\gamma}$ — коэффициент скорости процесса (3.13):

$$k_{\alpha\gamma} = \int u \sigma_{\alpha\gamma}^{\beta\delta} f_{\alpha\gamma}(u) du = \langle u_{\alpha\gamma} \sigma_{\alpha\gamma}^{\beta\delta} \rangle, \quad (3.15)$$

где u — относительная скорость частиц; $\sigma_{\alpha\gamma}^{\beta\delta}$ — сечение процесса (3.13); $f_{\alpha\gamma}$ — нормированная на единицу функция распределения частиц по относительным скоростям. Коэффициенты $k_{\alpha\gamma}$ обычно находят из лабораторных измерений; они зависят от температур реагентов, их относительных скоростей и распределений по возбужденным состояниям.

Если процесс (3.13) может идти не по одному каналу, а по нескольким, с образованием, например, разных пар продуктов: β_1, δ_1 и β_2, δ_2 , то вводят коэффициенты ветвления a_1 и a_2 , характеризующие вероятность каждого канала, такие, что

$$k_{\alpha\gamma}^{\beta_1\delta_1} = a_1 k_{\alpha\gamma}, \quad k_{\alpha\gamma}^{\beta_2\delta_2} = a_2 k_{\alpha\gamma}, \quad a_1 + a_2 = 1. \quad (3.16)$$

По аналогии с упругими соударениями (см. формулу (1.52)) величину $k_{\alpha\gamma} n_\gamma$ можно принять за частоту неупругих столкновений $\nu_{\alpha\gamma}$, а обратную ей величину $1/k_{\alpha\gamma} n_\gamma$ — за время между столкновениями $\tau_{\alpha\gamma}$, называемое в этом случае *временем жизни* компоненты α относительно реакции (3.13). Скорость изменения концентрации частиц сорта α за счет реакции (3.13) запишется в виде

$$\partial n_\alpha / \partial t = -k_{\alpha\gamma} n_\alpha n_\gamma, \quad (3.17)$$

откуда при $n_\gamma \approx \text{const}$

$$n_\alpha \approx n_{\alpha 0} \exp(-t/k_{\alpha\gamma} n_\gamma) = n_{\alpha 0} \exp(-t/\tau_{\alpha\gamma}). \quad (3.18)$$

Возвращаясь к процедуре перехода от кинетического уравнения к уравнениям переноса для моментов, умножим (3.1) на импульс частицы $m_\alpha v$ и проинтегрируем по скоростям. Используя (3.11), получим *уравнение движения*, или закон сохранения импульса:

$$m_\alpha n_\alpha [\partial \mathbf{V}_\alpha / \partial t + (\mathbf{V}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{V}_\alpha] = m_\alpha n_\alpha d\mathbf{V}_\alpha / dt = \\ = -\nabla p_\alpha - \nabla \hat{\Pi}^\alpha + \mathbf{A}_\alpha + \mathbf{R}_\alpha, \quad (3.19)$$

где $-\nabla \hat{\Pi}^\alpha$ — вязкая сила (сила внутреннего трения): $(\nabla \hat{\Pi}^\alpha)_j = \frac{\partial}{\partial x_k} \Pi_{jk}^\alpha$, а тензор вязких напряжений определен выражением (3.8);

$$\mathbf{A}_\alpha = n_\alpha m_\alpha \mathbf{g} + n_\alpha e_\alpha \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}) \right]; \quad (3.20)$$

R_α — среднее изменение импульса частиц α -го сорта в единице объема за единицу времени в результате столкновений с частицами других сортов:

$$R_\alpha = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{\beta, \gamma} (S_\beta^\alpha + S_\alpha^\beta + \Gamma_\gamma^\alpha + \Gamma_\alpha^\gamma) m_\alpha \mathbf{w}_\alpha d\mathbf{w}_\alpha. \quad (3.21)$$

Умножая далее (3.1) на кинетическую энергию частицы $m_\alpha v^2/2$ и интегрируя по скоростям, получим после некоторых преобразований закон сохранения энергии:

$$\begin{aligned} \partial E_\alpha / \partial t + \nabla \cdot [(E_\alpha + p_\alpha + \hat{\Pi}^\alpha) \mathbf{V}_\alpha + \mathbf{q}_\alpha] &= (A_\alpha + R_\alpha) V_\alpha + P_\alpha \\ \nabla \cdot (\hat{\Pi}^\alpha \mathbf{V}_\alpha) &\equiv \frac{\partial}{\partial x_k} \Pi_{jk}^\alpha V_{\alpha j}. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Здесь E_α — полная энергия частиц в единице объема, складывающаяся из кинетической энергии направленного движения и внутренней энергии (хаотического, теплового движения):

$$E_\alpha = n_\alpha m_\alpha V_\alpha^2 / 2 + 3n_\alpha k T_\alpha / 2 = n_\alpha m_\alpha V_\alpha^2 / 2 + 3/2 p_\alpha; \quad (3.23)$$

$\mathbf{q}_\alpha$ — вектор потока тепла, образуемый из компонент тензора потока тепла Q_{jkl}^α :

$$q_{\alpha j} = \frac{1}{2} Q_{jil}^\alpha = \frac{m_\alpha}{2} \int_{-\infty}^{\infty} w_{\alpha j} w_\alpha^2 F_\alpha d\mathbf{w}_\alpha; \quad (3.24)$$

P_α — выделение тепла в единице объема в единицу времени вследствие столкновений:

$$P_\alpha = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m_\alpha}{2} w_\alpha^2 \sum_k (S_\beta^\alpha + S_\alpha^\beta + \Gamma_\gamma^\alpha + \Gamma_\alpha^\gamma) d\mathbf{w}_\alpha. \quad (3.25)$$

Таким образом, мы свели систему кинетических уравнений (3.1) к системе уравнений переноса (3.14), (3.19) и (3.22) для макроскопических характеристик плазмы n_α , $\mathbf{V}_\alpha$ и E_α (или T_α). Однако сами по себе эти уравнения еще не избавляют от необходимости нахождения функции распределения $F_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, поскольку она входит в выражения для $\hat{\Pi}^\alpha$, $\mathbf{q}_\alpha$, R_α и P_α (система не замкнута). Продолжая процедуру аналогично тому, как были получены уравнения (3.14), (3.19), (3.22), можно получить уравнения для $\hat{\Pi}^\alpha$ и $\mathbf{q}_\alpha$, которые, в свою очередь, будут содержать моменты более высоких порядков, и т. д. Тем самым приходим к бесконечной цепочке зацепляющихся уравнений.

Для того чтобы уравнениями (3.11), (3.19) и (3.22) можно было пользоваться для нахождения n_α , $\mathbf{V}_\alpha$ и T_α , необходимо каким-то образом выразить $\hat{\Pi}^\alpha$, $\mathbf{q}_\alpha$, R_α и P_α через n_α , $\mathbf{V}_\alpha$, T_α . С этой целью функцию распределения представляют (метод Грэда) в виде ряда

по полиномам Эрмита в пространстве скоростей:

$$F = \sum_{N=0}^{\infty} \frac{1}{N!} \frac{a_N^{jkl\dots}}{n} \frac{\partial^N F_0(w)}{\partial w_j \partial w_k \partial w_l \dots}, \quad (3.26)$$

где F_0 — равновесная (максвелловская) функция распределения, определяемая выражением (1.288), а коэффициенты разложения $a_N^{jkl\dots}$ связаны с моментами функции распределения:

$$a_0 = n, \quad a_1^j = 0, \quad a_2^{jk} = \frac{1}{m} P_{jk}, \quad a_3^{jkl} = -\frac{1}{m} Q_{jkl}. \quad (3.27)$$

Сохраняя члены с N от 0 до 3 и полагая среди коэффициентов a_3^{jkl} , отличными от нуля только коэффициенты с одинаковыми индексами k и l , связанные с компонентами вектора потока тепла q_j , получим после подстановки (3.26) в (3.11), (3.19), (3.22) и в уравнения переноса для $\hat{\Pi}^\alpha$ и q_α замкнутую систему уравнений для 13 моментов функции распределения (n_α , T_α , три компоненты вектора V_α , пять независимых компонент симметричного тензора Π_{jk}^α и три компоненты вектора q_α) — так называемое 13-моментное приближение метода Грэда. Мы не выписываем здесь эти громоздкие уравнения (их вывод и анализ можно найти в [25, 43, 92, 158, 559]), поскольку в практике ионосферного моделирования их непосредственно обычно не используют, а делают еще один упрощающий шаг и переходят к так называемому гидродинамическому приближению.

3.2. Система уравнений, моделирующих ионосферную плазму в гидродинамическом приближении

В этом приближении отклонения от равновесного распределения считаются малыми (функции распределения слабо отличаются от максвелловских), величины скоростей и компонент тензора вязких напряжений и вектора потока тепла предполагаются величинами первого порядка малости, а их производные по координатам — малыми второго порядка. Эти предположения можно считать обоснованными, если выполняются следующие условия.

Время релаксации к равновесному распределению, определяемое интервалом между столкновениями τ , должно быть мало по сравнению с характерным временем T изменения макроскопических величин, представляющих собой моменты функции распределения:

$$\tau \ll T, \quad (3.28)$$

а длины свободного пробега λ должны быть малы по сравнению с характерными пространственными масштабами L изменения макроскопических величин:

$$\lambda \ll L. \quad (3.29)$$

В качестве L для заряженных частиц на высотах $h \leq 1000$ км следует брать высоту однородной атмосферы для преобладающей нейтральной компоненты $H_n = kT_n/m_n g$ (см. разд. 5.2, 5.3), а выше, где столкновения с нейтральными частицами практически отсутствуют, — характерный масштаб неоднородности геомагнитного поля $\left| \frac{\partial \ln B}{\partial r} \right|^{-1}$.

Оба эти условия хорошо выполняются в ионосфере на высотах до ~ 400 км, несмотря на быстрый рост τ и λ с высотой из-за уменьшения плотности. Так, в E - и F -областях $\tau < 1$ с, а $T > 10^2$ с; $\lambda \sim 10^{-5} \div 10^0$ км, а $L \sim 5 \div 50$ км. Однако в протосфере (на высотах выше ~ 1000 км) условия (3.28), (3.29) выполняются лишь для тепловых заряженных частиц, в частности для электронов с энергиями $E \leq 10T_e^*$, где T_e^* — температура электронов в энергетических единицах [132]. Это означает, что функция распределения таких электронов близка к максвелловской и для них применимо описание в гидродинамическом приближении. Однако и в этом случае необходимо знание функции распределения сверхтепловых электронов для расчета, например, скорости нагрева тепловых электронов. Это приводит к комбинированию в моделях ионосферы уравнений гидродинамики для тепловых частиц с кинетическим уравнением для сверхтепловых электронов [116, 136, 264].

С учетом предположений, сделанных в начале этого параграфа, запишем уравнения переноса (3.14), (3.19) и (3.22) для первых моментов функции распределения n_α , V_α и T_α отдельно для нейтральных частиц, ионов и электронов, используя для обозначения сортов частиц индексы n , i и e соответственно [25, 43, 257, 312, 559, 591].

Уравнения непрерывности для нейтральных частиц и ионов

$$\partial n_n / \partial t + \nabla (n_n \mathbf{V}_n) = Q_n - L_n, \quad (3.30)$$

$$\partial n_i / \partial t + \nabla (n_i \mathbf{V}_i) = Q_i - L_i. \quad (3.31)$$

Уравнение непрерывности для электронов нет необходимости решать, если решаются уравнения (3.3); для нахождения электронной концентрации можно использовать условие квазинейтральности:

$$n_e = \frac{1}{e} \sum_i e_i n_i. \quad (3.32)$$

Уравнения движения для нейтральных частиц:

$$\begin{aligned} n_n m_n [d\mathbf{V}_n / dt + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}_n] = & -\nabla p_n - \nabla \hat{\Pi}^n + \\ & + n_n m_n \mathbf{g} + \mathbf{R}_n^l + \mathbf{R}_n^i - n_n k \beta_n \nabla T_n. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Здесь

$$-\Pi_{jk}^n = \eta_n \left(\frac{\partial V_{nj}}{\partial x_k} + \frac{\partial V_{nk}}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{jk} \nabla \cdot \mathbf{V}_n \right); \quad (3.34)$$

$$-\nabla \hat{\Pi}^n = \eta_n \nabla^2 \mathbf{V}_n + \frac{\eta_n}{3} \nabla (\nabla \mathbf{V}_n); \quad (3.35)$$

$$\mathbf{R}_n^l = - \sum_l n_n \mu_{nl} \tilde{\mathbf{v}}_{nl} (\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_l); \quad \mathbf{R}_n^i = - \sum_i n_n \mu_{ni} \tilde{\mathbf{v}}_{ni} (\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_i). \quad (3.36)$$

В этих выражениях Ω — вектор угловой скорости вращения Земли; $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, проведенный в данную точку из центра Земли; η_n — коэффициент вязкости нейтрального газа; $\mathbf{R}_n^l$ и $\mathbf{R}_n^i$ — силы трения, действующие на частицы сорта n , находящиеся в единичном объеме, со стороны нейтральных частиц других сортов и ионов; $\tilde{\mathbf{v}}_{nl}$ и $\tilde{\mathbf{v}}_{ni}$ — соответствующие частоты столкновений; μ_{nl} и μ_{ni} — приведенные массы сталкивающихся частиц: $\mu_{nl} = m_n m_l / (m_n + m_l)$; β_n — фактор термодиффузии.

Поскольку скорости направленного движения частиц определяют обычно относительно вращающейся Земли, в левую часть уравнения движения (3.33) вошли центробежное и кориолисово ускорения. Последний член в (3.33) описывает термосилу, возникающую вследствие пространственной неоднородности температуры и вызывающую термодиффузию [25]. Для многокомпонентной смеси факторы термодиффузии β_n сложным образом зависят от концентраций компонент и сравнительно простые выражения для них могут быть написаны лишь для конкретных случаев преобладания одних компонент и второстепенности других. Термодиффузия наиболее существенна для легких нейтральных компонент Н и He, для которых в [198] получено $\beta(\text{H}) \approx -0,38$, $\beta(\text{He}) \approx -0,27$.

Коэффициент вязкости однокомпонентного нейтрального газа определяется выражением (в приближении «твердых шариков» диаметром d_n) [270]:

$$\eta_n = \frac{5}{16 d_n^2} \sqrt{\frac{m_n k T_n}{\pi}}. \quad (3.37)$$

Для молекул O_2 и N_2 $d \sim 3,6 \cdot 10^{-8}$ см, для атомов О и Н — $2 \cdot 10^{-8}$ см, для He — $2,6 \cdot 10^{-8}$ см. Результаты теоретических и экспериментальных исследований вязкости атмосферных газов обобщены следующими аппроксимациями [312]:

$$\eta_n = a_n \cdot 10^{-6} T_n^{0,69} \quad (3.38)$$

где η_n выражено в $\text{г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $a(\text{O}_2) = 4,03$; $a(\text{N}_2) = 3,43$; $a(\text{O}) = 3,90$; $a(\text{He}) = 3,84$; $a(\text{H}) = 1,22$.

Для смеси газов

$$\eta = \sum_n \frac{a_n n_n}{\sum_n n_n} \cdot 10^{-6} T_n^{0,69}. \quad (3.39)$$

Частоты столкновений $\tilde{\mathbf{v}}_{nl}$, фигурирующие в определении силы трения (3.36), отличаются от использованных нами ранее (см.

гл. 1, уравнения (1.69), (1.70) и далее) частот ν_{nl} , которые удовлетворяли определению силы трения (1.55). Очевидно, что

$$\mu_{nl} \tilde{\nu}_{nl} = m_n \nu_{nl}. \quad (3.40)$$

В соответствии с третьим законом Ньютона

$$\tilde{\nu}_{nl} = (n_l/n_n) \tilde{\nu}_{ln}. \quad (3.41)$$

Для упругих столкновений нейтральных частиц сортов n и l , подчиняющихся максвелловским распределениям с температурами T_n и T_l , можно написать

$$\begin{aligned} \tilde{\nu}_{nl} &= n_l \langle u_{nl} \rangle \sigma_{nl} = n_l \sigma_{nl} \int \int |\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_l| f_n(\mathbf{v}_n) f_l(\mathbf{v}_l) d\mathbf{v}_n d\mathbf{v}_l = \\ &= n_l \sigma_{nl} \left[\frac{8k}{\pi} \left(\frac{T_n}{m_n} + \frac{T_l}{m_l} \right) \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (3.42)$$

где сечение σ_{nl} принято независимым от скорости. В приближении «твердых шариков»

$$\sigma_{nl} = \pi r_{nl}^2 = \pi [(d_n + d_l)/2]^2. \quad (3.43)$$

При учете зависимости σ_{nl} от относительной скорости $u_{nl} = |\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_l|$ в (3.42) появляется множитель $4/3$ [312].

Для столкновений нейтральных частиц с ионами

$$\tilde{\nu}_{ni} = \frac{4}{3} n_i \sigma_{ni} \left[\frac{8k}{\pi} \left(\frac{T_n}{m_n} + \frac{T_i}{m_i} \right) \right]^{1/2}. \quad (3.44)$$

Сечение соударений, не сопровождающихся обменом зарядом, дается выражением

$$\sigma_{ni} = \frac{3\sqrt{2}}{16} \pi^{3/2} \left[\frac{4,88 \alpha_n e^2}{\mu_{ni} k (T_n/m_n + T_i/m_i)} \right]^{1/2}, \quad (3.45)$$

где α_n — атомная поляризуемость нейтрального газа. Подстановка (3.45) в (3.44) дает

$$\tilde{\nu}_{ni} = 2,6 \cdot 10^{-9} n_i \sqrt{\alpha_n / \mu_A}, \quad (3.46)$$

где $\tilde{\nu}_{ni}$ выражена в с^{-1} ; μ_A — приведенная масса в атомных единицах массы; α_n — в 10^{-24} см^3 . Значения α_n для разных газов представлены ниже:

Газ	N ₂	O ₂	H ₂	NO	O	H	He	N
$\alpha_n, 10^{-24} \text{ см}^3$	1,76	1,59	0,82	1,74	0,79	0,667	0,21	1,1

Выражение (3.45) неприменимо для столкновений нейтральных частиц со своими собственными ионами при высоких температурах, когда процесс происходит с обменом зарядом. В этом случае [312]:

$$\tilde{\nu}_{ni} = k_{ni} n_i \sqrt{T_i + T_n} \equiv k_{ni} n_i \sqrt{T}, \quad (3.47)$$

где

$$\begin{aligned}
 k(N_2, N_2^+) &= 3,7 \cdot 10^{-13} (14,3 - 0,96 \lg \Gamma)^2, \quad \Gamma > 340, \\
 k(O_2, O_{2i}^+) &= 3,4 \cdot 10^{-13} (10,6 - 0,76 \lg \Gamma)^2, \quad \Gamma > 1600, \\
 k(O, O^+) &= 4,8 \cdot 10^{-13} (10,6 - 0,67 \lg \Gamma)^2, \quad \Gamma > 470, \\
 k(N, N^+) &= 5,2 \cdot 10^{-13} (10,4 - 0,64 \lg \Gamma)^2, \quad \Gamma > 550, \\
 k(H, H^+) &= 1,9 \cdot 10^{-12} (14,4 - 1,17 \lg \Gamma)^2, \quad \Gamma > 100, \\
 k(He, He^+) &= 9,7 \cdot 10^{-13} (11,6 - 1,05 \lg \Gamma)^2, \quad \Gamma > 100.
 \end{aligned} \tag{3.48}$$

Аналогично, с резонансной перезарядкой (вследствие близости потенциалов ионизации), происходят столкновения атомов Н с ионами O^+ и атомов О с протонами, для которых

$$\begin{aligned}
 \tilde{v}(H, O^+) &= 5,0 \cdot 10^{-11} n(O^+) \sqrt{T_n}, \\
 \tilde{v}(O, H^+) &= 4,4 \cdot 10^{-11} n(H^+) \sqrt{T_i}.
 \end{aligned} \tag{3.49}$$

Упругие столкновения нейтральных частиц с электронами не оказывают заметного влияния на движение нейтрального газа из-за малости массы электрона, и поэтому соответствующая сила трения отсутствует в уравнении (3.33). Пренебрегается также изменениями импульса в химических реакциях.

Уравнение движения для ионов запишется в виде

$$\begin{aligned}
 n_i m_i \left[\frac{d\mathbf{V}_i}{dt} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}_i \right] &= -\nabla p_i + \\
 + n_i m_i \mathbf{g} + n_i e_i \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) \right] &+ \mathbf{R}_i^n + \mathbf{R}_i^h - \\
 - n_i k \beta_i \nabla T_i,
 \end{aligned} \tag{3.50}$$

$$\mathbf{R}_i^n = -\mathbf{R}_n^i, \quad \mathbf{R}_i^h = -\mathbf{R}_h^i. \tag{3.51}$$

Здесь $\mathbf{R}_i^n$ и $\mathbf{R}_i^h$ — силы ион-нейтрального и ион-ионного трения, определяемые аналогично (3.36). Выражение для частоты ν_{ih} ион-ионных столкновений аналогично (1.62а):

$$\tilde{\nu}_{ih} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{\mu_{ih}}} \frac{n_h e_i^2 e_h^2}{(kT_i)^{3/2}} \Lambda = \frac{1,3}{\sqrt{\mu_A}} n_h T_i^{-3/2}. \tag{3.52}$$

Вязкими силами в уравнениях движения для заряженных частиц пренебрегают ввиду их малости по сравнению с другими силами.

Термодиффузия заметно влияет лишь на примесные ионы. Для смеси из атомов О, ионов O^+ и электронов, каковой является ионосферная плазма вблизи главного максимума (F_2 -слоя), фактор термодиффузии ионов O^+ $\beta(O^+) \approx 0,74 - \beta_e$, где фактор термодиффузии электронов β_e составляет примерно 0,59 на высоте 220 км и стремится к постоянному пределу порядка 0,76 на высотах выше 340 км [565]. Для ионов H^+ и He^+ на высотах, где они являются примесными, $\beta(H^+)$ и $\beta(He^+)$ порядка единицы.

Для плазмы, в которой $n(O^+), n(H^+) \gg n(N^+), n(He^+)$, выражения для β_i можно аппроксимировать согласно [591] следующим образом:

$$\begin{aligned}\beta(O^+) &= \frac{-n(H^+)}{n(O^+) + n(H^+)} \left\{ 1,77 - 0,61 \operatorname{tgh} \left[1,1 \left(\lg \frac{n(O^+)}{n(H^+)} + 0,32 \right) \right] \right\}, \\ \beta(H^+) &= \frac{n(O^+)}{n(H^+)} \beta(O^+), \\ -\beta(He^+) &= 0,29 - 1,38 \operatorname{tgh} \left\{ 1,1 \left[\lg \frac{n(O^+)}{n(H^+)} + 0,24 \right] \right\}, \\ -\beta(N^+) &= 1,09 - 1,24 \operatorname{tgh} \left\{ 1,1 \left[\lg \frac{n(O^+)}{n(H^+)} + 0,28 \right] \right\}.\end{aligned}\quad (3.53)$$

При использовании этих выражений следует полагать $\beta_e = 0$ в уравнении движения для электронов.

Ускорение ионов следует учитывать при описании движений со скоростями, приближающимися к скорости звука, в частности при описании процессов опустошения и наполнения плазмой суб-авроральных и высокоширотных силовых трубок геомагнитного поля. В большинстве стандартных ситуаций на высотах E - и F -областей ионосферы можно пренебречь инерцией и термодиффузией. Уравнение движения ионов в этом случае запишется в виде

$$0 = -\nabla p_i + n_i m_i g + n_i e \left[E + \frac{1}{c} (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) \right] + \mathbf{R}_i^n + \mathbf{R}_i^h, \quad (3.54)$$

а уравнение движения электронов —

$$0 = -\nabla p_e - n_e e \left[E + \frac{1}{c} (\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) \right] + \mathbf{R}_e^n + \mathbf{R}_e^i - n_e k \beta_e \nabla T_e. \quad (3.55)$$

Здесь $\mathbf{R}_e^n$ и $\mathbf{R}_e^i$ — силы электрон-нейтрального и электрон-ионного трения, определенные аналогично (3.36). Частоты упругих электрон-нейтральных столкновений $\tilde{\nu}_{en}$, входящие в эти силы, определяются выражением

$$\tilde{\nu}_{en} = \frac{4}{3} n_n \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \sigma_{en}, \quad (3.56)$$

где σ_{en} — средние сечения упругих электрон-нейтральных столкновений (в см^2), T_e — в К [312]:

$$\begin{aligned}\sigma(e, N_2) &= (2,82 - 3,41 \cdot 10^{-4} T_e) T_e^{1/2} \cdot 10^{-17}, \\ \sigma(e, O_2) &= 2,2(1 + 3,6 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2}) \cdot 10^{-16}, \\ \sigma(e, O) &= 1 \cdot 10^{-15}, \\ \sigma(e, H) &= (54,7 - 7,45 \cdot 10^{-3} T_e) \cdot 10^{-16}, \\ \sigma(e, He) &= 5,6 \cdot 10^{-16}.\end{aligned}\quad (3.57)$$

Для частот электрон-ионных столкновений $\tilde{\nu}_{ei}$ можно пользоваться выражением (1.63), поскольку $\tilde{\nu}_{ei}$ практически совпадают с ν_{ei} из-за близости m_e и μ_{ei} .

В уравнении (3.55) опущены инерционные члены и сила тяжести, малые из-за малости массы электрона. Силы трения R_e^n и R_e^i следует учитывать при рассмотрении токов в нижней ионосфере. Ими можно пренебречь, если токи невелики, т. е. если невелики разности скоростей $V_e - V_n$ и $V_e - V_i$ (так называемое *амбипольное приближение*), поскольку $\nu_{en}/\nu_{in} \approx \sqrt{\mu_{in}/m_e}$, но $\mu_{en}\tilde{\nu}_{en}/\mu_{in}\tilde{\nu}_{in} \approx \sqrt{m_e/\mu_{in}}$.

Для описания плазмы верхней ионосферы (F -области и протоносферы) обычно используется укороченное уравнение движения для электронов, в котором сохраняется только градиент давления и электромагнитная сила:

$$0 = -\nabla p_e - en_e \left[E + \frac{1}{c} (V_e \times B) \right]. \quad (3.58)$$

Из (3.58) можно определить только составляющую вектора скорости электронов, перпендикулярную геомагнитному полю B . Для нахождения продольной скорости $V_{e\parallel}$ можно использовать соотношение, вытекающее из определения плотности тока:

$$V_{e\parallel} = \frac{1}{en_e} \left(\sum_i e_i n_i V_{i\parallel} - j_{\parallel} \right), \quad (3.58a)$$

где $j_{\parallel}$ — плотность продольного тока, если последняя задана и не очень велика.

Уравнения теплового баланса для температур T_α различных компонент ионосферной плазмы могут быть получены из уравнений (3.22) для полной плотности энергии E_α путем исключения из этих уравнений плотности кинетической энергии направленного движения $n_\alpha m_\alpha V_\alpha^2/2$ с помощью уравнений непрерывности и движения. В гидродинамическом приближении уравнения для температур будут иметь следующий вид.

Уравнение теплового баланса для нейтральных частиц:

$$\frac{i_n}{2} n_k k \frac{dT_n}{dt} + p_n \mathbf{V} \mathbf{V}_n + \Pi_{jk}^n \frac{\partial V_{nj}}{\partial x_k} + \nabla \mathbf{q}_n = P_n^{\text{упр}} + J_n + \tilde{P}_n - L_n. \quad (3.59)$$

Здесь учтено, что внутренняя энергия распределена не только по поступательным, но и по вращательным и колебательным степеням свободы (для молекул); i_n — число степеней свободы, равное трем для атомов и пяти для двухатомных молекул:

$$i_n k/2 = m_n c_{vn}, \quad (i_n/2 + 1) k = m_n c_{pn}, \quad (3.60)$$

где c_{vn} и c_{pn} — удельные (на единицу массы) теплоемкости при постоянном объеме и постоянном давлении соответственно,

Второй и третий члены в левой части (3.59) описывают скорость изменения тепла в единице объема за счет работы сил давления и вязкости. Вектор потока тепла записывается в виде

$$q_n = -\kappa_n \nabla T_n, \quad (3.61)$$

где κ_n — коэффициент молекулярной теплопроводности (в $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$). Для одноатомных газов он связан с коэффициентом вязкости η_n соотношением

$$\kappa_n = \frac{15}{4} \frac{k}{m_n} \eta_n. \quad (3.62)$$

Для молекулярных компонент O_2 и N_2 [312]

$$\kappa(\text{O}_2, \text{N}_2) = 56 T_n^{0,69}, \quad (3.63)$$

для смеси атмосферных газов

$$\kappa = \left(\frac{\sum_n b_n n_n}{\sum_n n_n} \right) T_n^{0,69}, \quad (3.64)$$

$$b(\text{O}_2, \text{N}_2) = 56, \quad b(\text{O}) = 75,9, \quad b(\text{H}) = 379, \quad b(\text{He}) = 299.$$

Член $P_n^{\text{упр}}$ в правой части (3.59) описывает скорость упругого теплообмена с газами других сортов, имеющими отличную от T_n температуру:

$$P_n^{\text{упр}} = \sum_{s=l,i,e} n_n \frac{\mu_{ns}^2}{m_n m_s} \tilde{v}_{ns} 3k (T_s - T_n), \quad (3.65)$$

суммирование ведется по всем сортам частиц (индекс l соответствует нейтральным частицам, i — ионам, e — электронам). Из-за высокой плотности нейтрального газа теплообмен между различными сортами нейтральных частиц эффективно выравнивает их температуры, что позволяет считать нейтральный газ в целом находящимся при одинаковой общей температуре T_n . Упругий теплообмен с электронами несуществен для нейтрального газа ввиду малости массы электрона.

Член J_n в правой части описывает фрикционный (джоулев) нагрев (превращение в тепло работы сил трения):

$$J_n = \sum_{s=l,i,e} n_n \frac{\mu_{ns}^2}{m_n} \tilde{v}_{ns} (V_s - V_n)^2, \quad (3.66)$$

в котором преобладающим является нагрев за счет нейтрального трения. Член $\tilde{P}_n$ представляет изменение тепла за счет неупругих столкновений (включая неупругие столкновения с тепловыми и сверхтепловыми электронами, фотонами и высыпавшимися частицами, а также тепло химических реакций), L_n — охлаждение за счет излучения. Эти составляющие будут рассмотрены позднее, в гл. 5.

Уравнения теплового баланса для ионов и электронов имеют вид:

$$\frac{3}{2} n_i k \frac{dT_i}{dt} + p_i \nabla \mathbf{V}_i - \nabla (\kappa_i \nabla T_i) = P_i^{\text{упр}} + J_i, \quad (3.67)$$

$$\frac{3}{2} n_e k \frac{dT_e}{dt} + p_e \nabla \mathbf{V}_e - \nabla (\kappa_e \nabla T_e) = P_e^{\text{упр}} + J_e + \tilde{P}_e + P_e^{\text{фэ}} + P_e^{\text{корп}}. \quad (3.68)$$

Теплопроводность ионного и электронного газов существенна на высотах $h \gtrsim 200$ км, где замагничены как электроны, так и ионы, и тепловые потоки направлены вдоль геомагнитного поля:

$$-\kappa_{e,i} \text{grad} T_{e,i} = -\kappa_{e,i} \nabla_{\parallel} T_{e,i}. \quad (3.69)$$

Для полностью ионизированной однокомпонентной плазмы [559]

$$\kappa_i = \frac{75}{32 \sqrt{\pi}} \frac{k (kT_i)^{5/2}}{m_i^{1/2} e^4 \Lambda}, \quad (3.70)$$

$$\kappa_e = \frac{75}{4 \sqrt{\pi} (8 + 13 \sqrt{2})} \frac{k (kT_e)^{5/2}}{m_e^{1/2} e^4 \Lambda}. \quad (3.71)$$

Для смеси газов [312]

$$\kappa_i = 1,2 \cdot 10^4 [n(\text{O}^+) + 2n(\text{He}^+) + 4n(\text{H}^+)] T_i^{5/2} / n_{ei} \quad (3.72)$$

$$\kappa_e = \frac{7,7 \cdot 10^5 T_e^{5/2}}{1 + 3,22 \cdot 10^4 (T_e^2 / n_e) \sum_n n_n \sigma_{en}}, \quad (3.73)$$

где σ_{en} определены выражениями (3.57); κ_i и κ_e даны в эВ·см⁻¹·с⁻¹·К⁻¹.

Скорости упругого теплообмена $P_{i,e}^{\text{упр}}$ и джоулева нагрева $J_{i,e}$ ионов и электронов определяются аналогично (3.65) и (3.66). Неупругие столкновения не играют существенной роли в тепловом балансе ионов, но весьма важны в тепловом балансе электронов. Описывающий их член $\tilde{P}_e$ в правой части уравнения (3.68) учитывает изменения тепловой энергии электронов при возбуждении и гашении ими различных возбужденных состояний нейтральных атомов и молекул. Члены $P_e^{\text{фэ}}$ и $P_e^{\text{корп}}$ описывают нагрев тепловых электронов фотоэлектронами и вторичными электронами, образующимися при корпускулярной ионизации. Рассмотрение источников и стоков тепла ионного и электронного газов будет проведено в гл. 6.

Система моделирующих уравнений (3.30) — (3.33), (3.50), (3.55), (3.59), (3.67), (3.68) содержит, вообще говоря, $5(I + N + 1)$ уравнений, где I — число сортов ионов, N — число сортов нейт-

ральных частиц, причем частицы в различных возбужденных состояниях часто приходится рассматривать как отдельные сорта. На практике, однако, общее число уравнений существенно сокращается за счет особенностей теплообмена в ионосферной плазме (равенство кинетических температур нейтральных компонент, существование только двух, и то достаточно близких, ионных температур), а также в случае рассмотрения ограниченных высотных интервалов, выделенных по преобладающим в них физическим процессам.

К сформулированным уравнениям гидродинамики следует добавить уравнения электродинамики для полей E и B . Геомагнитное поле B всегда можно считать внешним и заданным. Что касается электрического поля E , то его распределение в пространстве зависит от ионосферной проводимости, а тем самым от концентраций заряженных и нейтральных частиц. Для нахождения E используется квазистационарное уравнение непрерывности для плотности тока:

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad (3.74)$$

где плотность тока

$$\mathbf{j} = \sum_i e_i n_i \mathbf{V}_i - e n_e \mathbf{V}_e \quad (3.75)$$

связана с электрическим полем уравнениями движения для ионов и электронов. Ранее (см. п. 1.2.6) эта связь была выведена в форме закона Ома:

$$\mathbf{j} = \hat{\sigma} \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{V}_n \times \mathbf{B}) \right], \quad (3.76)$$

где $\hat{\sigma}$ — тензор ионосферной проводимости (1.105). Полагая

$$E = -\operatorname{grad} \varphi, \quad (3.77)$$

получим из (3.74), (3.76) и (3.77) уравнение для потенциала электрического поля φ :

$$\nabla \left\{ \hat{\sigma} \left[\nabla \varphi - \frac{1}{c} (\mathbf{V}_n \times \mathbf{B}) \right] \right\} = 0. \quad (3.78)$$

Отметим, что при рассмотрении единой ионосферно-магнитосферной электрической цепи следует учитывать также магнитосферные токи, связанные с градиентным и центробежным дрейфами (см. п. 1.1.4, 1.1.5):

$$\mathbf{j} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{v}_{\text{др}}^{\alpha}, \quad (3.79)$$

где $\mathbf{v}_{\text{др}}^{\alpha}$ дается выражением (1.27)

3.3. Некоторые преобразования вида моделирующих уравнений для нейтральных компонент

3.3.1. Среднемассовая и диффузионная скорости

В моделирующих уравнениях (3.30), (3.33) и (3.59) для нейтральных компонент фигурируют скорости $\mathbf{V}_n$ направленного движения отдельных компонент сорта n , которые могут быть различными для различных сортов нейтральных частиц. Во многих случаях, однако, удобно пользоваться уравнениями, содержащими среднемассовую и диффузионные скорости. Введем понятия *среднемассовой скорости*

$$\mathbf{V} \equiv \frac{1}{\rho} \sum_n n_n m_n \mathbf{V}_n, \quad (3.80)$$

где

$$\rho = \sum_n \rho_n = \sum_n n_n m_n \equiv n \bar{m}; \quad n = \sum_n n_n; \quad \bar{m} = \rho/n, \quad (3.81)$$

и *скорости диффузии* компоненты сорта n :

$$\mathbf{u}_n \equiv \mathbf{V}_n - \mathbf{V}. \quad (3.82)$$

Диффузионные скорости не независимы, они связаны соотношением, вытекающим из (3.82) и (3.80):

$$\sum_n n_n m_n \mathbf{u}_n = 0 \quad (3.83)$$

и означающим, что суммарный диффузионный поток массы равен нулю.

Подставляя $\mathbf{V}_n$ из (3.82) в (3.30), получим:

$$\partial n_n / \partial t + \nabla (n_n \mathbf{V}) + \nabla (n_n \mathbf{u}_n) = Q_n - L_n. \quad (3.84)$$

Умножая (3.84) на m_n , суммируя по n и учитывая (3.83), получим уравнение непрерывности для полной плотности, или закон сохранения массы в дифференциальной форме:

$$\partial \rho / \partial t + \nabla (\rho \mathbf{V}) = 0. \quad (3.85)$$

Обращение в нуль правой части соответствует тому факту, что химические реакции не изменяют суммарную массу реагентов:

$$\sum_n m_n Q_n = \sum_n m_n L_n.$$

Из уравнений движения (3.33) или непосредственно из системы кинетических уравнений, вводя понятия среднемассовой и диффузионных скоростей на этапе перехода к уравнениям переноса для моментов, можно получить уравнения для среднемассовой и диф-

фузионных скоростей нейтральных частиц:

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} \right] = \\ = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{\eta}{3} \nabla (\nabla \mathbf{V}) + \rho \mathbf{g} - \sum_n \sum_i n_n \mu_{ni} \tilde{\mathbf{v}}_{ni} \times \\ \times (\mathbf{V} - \mathbf{V}_i). \end{aligned} \quad (3.86)$$

Здесь

$$p = \sum_n n_n k T_n \equiv n k T_n; \quad (3.87)$$

η — коэффициент вязкости смеси газов, определяемый формулой (3.39). Используя (3.86), (3.54) и (3.58), нетрудно получить и уравнение для среднемассовой скорости всего атмосферного газа в целом, которое будет отличаться от (3.86) лишь тем, что вместо последнего члена будет стоять пондермоторная сила $\frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Выражение для скорости диффузии имеет вид [432]

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_n = \frac{n^2}{n_n \rho} \sum_l m_l \tilde{D}_{nl} \left[\nabla \left(\frac{n_l}{n} \right) + \left(\frac{n_l}{n} - \frac{n_l m_l}{\rho} \right) \frac{1}{p} \nabla p \right] - \\ - \frac{D_n^T}{n_n m_n T_n} \nabla T_n, \end{aligned} \quad (3.88)$$

где $\tilde{D}_{nl}$ и D_n^T — соответственно обобщенные коэффициенты диффузии и термодиффузии для многокомпонентной смеси. Коэффициенты D_n^T связаны с введенными ранее факторами термодиффузии β_n соотношением

$$\beta_n = \sum_l \frac{n_l}{n D_{nl}} \left(\frac{D_n^T}{n_n m_n} - \frac{D_l^T}{n_l m_l} \right), \quad (3.89)$$

где D_{nl} — коэффициенты бинарной диффузии:

$$D_{nl} = \frac{k T_n}{\mu_{nl} \tilde{\mathbf{v}}_{nl}} \frac{n_l}{n_n + n_l}. \quad (3.90)$$

Выражения для $\tilde{D}_{nl}$ чрезвычайно громоздки в смеси из более чем трех компонент, поэтому вместо (3.88) удобнее использовать выражение, содержащее вместо $\tilde{D}_{nl}$ коэффициенты бинарной диффузии D_{nl} :

$$\begin{aligned} \sum_l \frac{n_n n_l}{n^2 D_{nl}} (\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_n) = \nabla \left(\frac{n_n}{n} \right) + \left(\frac{n_n}{n} - \frac{n_n m_n}{\rho} \right) \frac{1}{p} \nabla p + \\ + \frac{n_n}{n} \beta_n \frac{1}{T_n} \nabla T_n. \end{aligned} \quad (3.91)$$

Уравнение теплового баланса для нейтрального газа в пренебрежении вкладом диффузионных движений и различием

температур нейтральных компонент запишется в виде

$$\rho c_V dT_n/dt + p \nabla \mathbf{V} + \eta [4/3 (\nabla \mathbf{V})^2 - (\nabla \times \mathbf{V})^2] - \\ - \nabla (\kappa \nabla T_n) = P - L, \quad (3.92)$$

где

$$P - L \equiv \sum_n (P_n^{\text{упр}} + J_n + \tilde{P}_n - L_n); \quad (3.93)$$

$$c_V = \frac{1}{\rho} \sum_n n_n m_n c_{Vn}; \quad (3.94)$$

κ — коэффициент теплопроводности смеси нейтральных газов, определяемый формулой (3.64).

3.3.2. Учет турбулентности

Обратим теперь внимание на существование случайных флуктуаций функции распределения f и ее моментов n , $\mathbf{V}$, T . В силу нелинейности гидродинамических уравнений они не тождественны уравнениям для средних, сглаженных по случайным флуктуациям значений n , $\mathbf{V}$ и T , получаемых в измерениях. Действительно, представим каждую из гидродинамических переменных n , $\mathbf{V}$, T в виде

$$n = \bar{n} + n', \quad \mathbf{V} = \bar{\mathbf{V}} + \mathbf{V}', \quad T = \bar{T} + T', \quad (3.95)$$

где

$$\bar{n}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} n(\mathbf{r}, t) dt \quad (3.96)$$

— сглаженное значение переменной; τ — интервал сглаживания, много больший характерного периода случайных флуктуаций; n' — флуктуация. Очевидно, что среднее от флуктуации равно нулю:

$$\overline{n'} = \overline{n - \bar{n}} = \bar{n} - \bar{\bar{n}} = 0, \quad (3.97)$$

но среднее от произведения флуктуаций не равно нулю:

$$\overline{n' T'} = \overline{n T} - \bar{n} \bar{T} \neq 0. \quad (3.98)$$

Подставляя (3.95) в уравнения гидродинамики и проводя затем операцию сглаживания над каждым из уравнений, легко убедиться, что в силу (3.98) и нелинейности уравнений для n , $\mathbf{V}$ и T они не тождественны уравнениям для сглаженных величин $\bar{n}$, $\bar{\mathbf{V}}$ и $\bar{T}$, в которых появляются дополнительные члены, содержащие осредненные произведения флуктуаций. Очевидно, что если флуктуации малы, то этими членами можно пренебречь. В общем случае эти члены описывают дополнительные потоки частиц, импульса и тепла, возникающие вследствие турбулентности. Их учитывают

путем формального введения параметров турбулентного переноса, определяемых эмпирическим путем. Таким параметром, в частности, является коэффициент турбулентной диффузии, фигурирующий в выражении для турбулентного потока частиц, вводимого по аналогии с потоком молекулярной диффузии:

$$\overline{n'_n V'_n} = -K n_n (\nabla \ln p_n - \nabla \ln p) = -K \frac{n_n^2}{n_n} \nabla \left(\frac{n_n}{n} \right). \quad (3.99)$$

Уравнение непрерывности для компоненты сорта n с учетом турбулентной диффузии запишется в виде

$$\partial n_n / \partial t + \nabla [n_n (\mathbf{V} + \mathbf{u}_n) + \overline{n'_n V'_n}] = Q_n - L_n. \quad (3.100)$$

Здесь под n_n , $\mathbf{V}$ и $\mathbf{u}_n$ подразумеваются их сглаженные значения.

Вертикальный турбулентный поток тепла q_{tz} может быть записан в виде [164]

$$q_{tz} = -\rho c_p K_h (\partial T_n / \partial z + g/c_p), \quad (3.101)$$

где K_h — коэффициент турбулентной теплопроводности $K_h \approx K$.

Для объемной скорости турбулентного нагрева в стационарном случае можно принять [56]:

$$|P_r = \rho K_v (\partial V_r / \partial z)^2, \quad (3.102)$$

где K_v — коэффициент турбулентной вязкости: $K_v \approx 3K$; V_r — горизонтальная составляющая среднемассовой скорости.

Для определения K измеряют скорость распыливания метеорных следов и искусственных облаков примесей, выбрасываемых в атмосферу, а также используют косвенные оценки на основе сопоставления рассчитанных и наблюдаемых вариаций нейтрального состава и теплового режима атмосферы [13, 49, 59, 77, 287, 323, 360, 445, 647]. В качестве высотного профиля $K(z)$ широко используется аналитическая аппроксимация из [570]:

$$K(z) = K_m \exp[-s_1(z - z_m)^2], \quad z \geq z_m, \quad (3.103)$$

$$K(z) = (K_m - K_0) \exp[-s_2(z - z_m)^2] + K_0 \exp[s_3(z - z_m)], \quad z < z_m,$$

где z — высота в км; $z_m = 105$ км; K_m — максимальное значение K , достигаемое на высоте z_m ; $K_m = 1 \cdot 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; $K_0 = 2 \times 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; $s_1 = s_2 = 0,05 \text{ км}^{-2}$; $s_3 = 0,07 \text{ км}^{-1}$. Приведенные значения параметров являются лишь ориентировочными. По результатам измерений [360, 647] K возрастает от лета к зиме и с ростом солнечной активности в интервале значений от 10^5 до $10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ на высотах мезосферы и нижней термосферы, в то время как по ряду косвенных оценок [13, 445, 323] K убывает от лета к зиме.

3.4. Кинетическое уравнение для сверхтепловых электронов

Как уже отмечалось в разд. 3.2, гидродинамическое описание не применимо для *сверхтепловых* электронов (с энергиями $E \geq 10T_e^*$), функция распределения которых значительно отличается от максвелловской [132]. Знание этой функции распределения необходимо в первую очередь для расчета входящей в уравнение теплового баланса для электронного газа скорости нагрева тепловых электронов фотоэлектронами, а также для расчета скоростей вторичной ионизации и нагрева нейтрального газа. Это вынуждает решать наряду с гидродинамическими уравнениями для тепловой плазмы, сформулированными выше, кинетическое уравнение для сверхтепловых электронов [132, 264]. Нижняя граница энергий сверхтепловых электронов составляет в зависимости от температуры 0,2—5 эВ, в качестве верхней границы энергий сверхтепловых электронов, отделяющей их от так называемых *горячих* частиц, ускоренных в магнитосфере, принимают 500 эВ.

Для сверхтепловых электронов кинетическое уравнение (3.1) можно существенно упростить, переходя к *квазистационарному* и *дрейфовому* приближениям. В квазистационарном приближении пренебрегают членом $\partial F/\partial t$ в левой части уравнения (3.1) ввиду медленности изменений макроскопических параметров среды по сравнению с характерными временами процессов, в которых участвуют сверхтепловые электроны. В дрейфовом приближении учитывают замагниченность электронов ($\Omega_e \gg \nu_e$) на высотах выше примерно 80 км, и считая, что внешние поля слабо меняются на расстоянии, проходимом электроном за период ларморовского вращения, переходят от рассмотрения движения собственно электрона к рассмотрению движения его ведущего центра, т. е. центра ларморовской орбиты.

С учетом того, что обычно для сверхтепловых электронов

$$|v_{\parallel}| \gg |v_{\text{др}}|, \quad v_{\parallel} \partial F/\partial s_{\parallel} \gg v_{\text{др}} \partial F/\partial s_{\perp}, \quad (3.104)$$

где $v_{\parallel}$ — продольная относительно магнитного поля скорость электрона; $v_{\text{др}}$ — его дрейфовая скорость (см. п. 1.1.3); $s_{\parallel}$ и $s_{\perp}$ — расстояния вдоль и поперек геомагнитного поля, кинетическое уравнение (3.1) можно записать в виде [132]

$$v_{\parallel} \frac{\partial \bar{F}}{\partial s_{\parallel}} + \left(a_{\parallel} - \frac{\mu_e}{m_e} \frac{\partial B}{\partial s_{\parallel}} \right) \frac{\partial \bar{F}}{\partial v_{\parallel}} = \left(\frac{\partial \bar{F}}{\partial t} \right)_{\text{ст}}, \quad (3.105)$$

где $a_{\parallel}$ — продольная составляющая ускорения, вызываемого внешними полями; $\mu_e = m_e v_{\perp}^2/2B$ — магнитный момент ларморовского кружка; $\mu_e \partial B/\partial s_{\parallel}$ — продольная составляющая силы, выталкивающей электрон в область слабого магнитного поля; $\bar{F}$ и $(\partial \bar{F}/\partial t)_{\text{ст}}$ — функция распределения и интеграл столкновений, усредненные за период ларморовского вращения.

При рассмотрении кинетики электронов в плазме с магнитным полем удобно перейти в пространстве скоростей от переменных v_j, v_k, v_l (компонент вектора скорости $\mathbf{v}$) к переменным v, θ, φ , где $v = |\mathbf{v}|$ — модуль вектора скорости, θ — угол между вектором магнитного поля $\mathbf{B}$ и $\mathbf{v}$ (питч-угол), φ — азимут в плоскости, перпендикулярной $\mathbf{B}$, так что

$$d\mathbf{v} = dv_j dv_k dv_l = v^2 dv \sin \theta d\theta d\varphi = v^2 dv d\Omega, \quad (3.106)$$

где Ω — телесный угол.

Далее перейдем от v и F к энергии электрона E и потоку электронов Φ :

$$E = mv^2/2, \quad \Phi(t, \mathbf{r}, E, \theta, \varphi) = (v^2/m)F = (2E/m^2)F. \quad (3.107)$$

Очевидно, что

$$\Phi dE d\Omega = v^3 F dv d\Omega \quad (3.108)$$

представляет собой число электронов с энергией в интервале $E, E + dE$ и направлением скорости $\mathbf{v}$ внутри телесного угла $d\Omega$, пересекающих единичную площадку, перпендикулярную $\mathbf{v}$, в единицу времени в точке с координатами $\mathbf{r}$ в момент времени t . Вводя, наконец, переменную $\mu = \cos \theta$ и учитывая, что $v_{\parallel} = v \cos \theta$, $v_{\perp} = v \sin \theta$, можно переписать (3.105) в пренебрежении членом $c_{\parallel}$:

$$\mu \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial s_{\parallel}} - \frac{\partial B}{\partial s_{\parallel}} \frac{1 - \mu^2}{2B} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \mu} = \frac{v}{m} \left(\frac{\partial \bar{F}}{\partial t} \right)_{\text{ст}}, \quad (3.109)$$

где $\bar{\Phi}$ — усредненный по азимуту поток электронов с энергией E и питч-углом θ , отнесенный к единичным интервалам E и Ω .

Интеграл столкновений в правой части (3.109) складывается из нескольких членов:

$$\frac{v}{m} \left(\frac{\partial \bar{F}}{\partial t} \right)_{\text{ст}} = \bar{Q} + \bar{S}_e + \bar{S}_i + \bar{S}_n + \bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_i, \quad (3.110)$$

где Q — источник сверхтепловых электронов, описывающий их возникновение в процессах фотоионизации и ударной ионизации высыпавшимися из магнитосферы энергичными частицами; S_e и S_i — интегралы кулоновских столкновений сверхтепловых электронов с тепловыми электронами и ионами; S_n — интеграл упругих столкновений с нейтральными частицами, Γ_n и Γ_i — интегралы неупругих столкновений с нейтральными частицами и ионами (возбуждение и гашение возбужденных состояний, ионизация электронным ударом, рекомбинация).

Выражения для интегралов столкновений применительно к ионосферным условиям проанализированы в [132, 254]. Воспользуемся результатами этого анализа и приведем сводку окончательных результатов:

$$Q(E, \theta, \varphi) = \sum_n n_n \sum_{\alpha} \int I_{n\alpha}(E + E_{\alpha}, \mu_0) \times \\ \times \Phi'(E + E_{\alpha}, \Omega') d(E + E_{\alpha}) d\Omega', \quad (3.111)$$

где $\Phi'(E + E_\alpha, \Omega')d(E + E_\alpha)d\Omega'$ — поток фотонов или высыпавшихся частиц с энергией в интервале $E + E_\alpha, E + E_\alpha + d(E + E_\alpha)$ в телесный угол $d\Omega' = d\mu'd\varphi'$; E_α — энергия ионизации; $I_{n\alpha}(E + E_\alpha, \mu_0)$ — дифференциальное (на единицу телесного угла) сечение ионизации, такое, что

$$\int I_n(\mu_0) d\Omega = \sigma_n; \quad (3.112)$$

σ_n — полное сечение ионизации; $\mu_0 = \cos \chi$; χ — угол между направлением движения фотона или высыпавшейся частицы и выбитого в телесный угол $d\Omega = d\mu d\varphi$ электрона;

$$\mu_0 = \mu\mu' + \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2)} \cos(\varphi - \varphi'). \quad (3.113)$$

Дифференциальное сечение ионизации характеризует вероятность ионизации с вылетом выбитого электрона под определенным углом к направлению движения ионизирующего агента, а полное сечение — полную вероятность ионизации независимо от угла вылета. При изотропном вылете электронов $\sigma_n = 4\pi I_n$.

Очевидно, что

$$\int Q(E, \theta, \varphi) dE d\Omega = q \quad (3.114)$$

представляет собой полное число электронов, образующихся в единице объема за единицу времени путем ионизации, или скорость ионизации.

Для кулоновских столкновений

$$\bar{S}_e + \bar{S}_i = An_e \left\{ \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\bar{\Phi}}{E} \right) + \frac{1}{2E^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \mu} \right] \right\}, \quad (3.115)$$

$$A = 2\pi e^4 \Lambda = 2,6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ}^2,$$

где Λ — кулоновский логарифм, равный в данном случае 20.

Для упругих электрон-нейтральных столкновений в предположении изотропного рассеяния и в пренебрежении потерями энергии электрона (электроны меняют только направление своего движения) и движением нейтральных частиц

$$\bar{S}_n = \left[\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \bar{\Phi}(E, \mu') d\mu' - \bar{\Phi}(E, \mu) \right] \sum \sigma_{en}(E) n_n, \quad (3.116)$$

где σ_{en} — сечение передачи импульса в упругих электрон-нейтральных столкновениях. В предположении рассеяния кулоновского типа

$$\bar{S}_n = \left\{ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \mu} \right] \sum \sigma_{en}(E) \right\} n_n. \quad (3.117)$$

Для неупругих электрон-нейтральных столкновений в прибли-

жении непрерывных потерь энергии ($\Delta E \partial F / \partial E \ll F$) и в предположении, что основная масса нейтральных частиц находится в невозбужденном состоянии,

$$\bar{\Gamma}_n = \frac{\partial}{\partial E} \sum_n \sum_{\beta} \sigma_{en}^{\alpha\beta} n_n E_{0\beta} \bar{\Phi}, \quad (3.118)$$

где $\sigma_{en}^{\alpha\beta}$ — сечение неупругого взаимодействия с переходом из основного состояния в состояние β ; $E_{0\beta}$ — энергия перехода. При описании ионизации сверхтепловыми электронами необходимо учитывать помимо потерь на ионизацию появление вторичных электронов в соответствии с (3.111), где в качестве Φ' следует взять Φ .

Для рекомбинации с ионами в предположении максвелловского распределения последних

$$\bar{\Gamma}_i = - \sum_i \tilde{\sigma}_{ei} n_i \bar{\Phi}, \quad (3.119)$$

где $\tilde{\sigma}_{ei} = \frac{1}{n_i} \sum_{\alpha} n_{i\alpha} \tilde{\sigma}_{ei}$ — среднее по возбужденным состояниям ионов сечение рекомбинации. Подробные сведения о сечениях упругих и неупругих электронных столкновений можно найти в [132, 201].

3.5. Системы координат, используемые в ионосферном моделировании

Моделирующие уравнения в разд. 3.2, 3.3 записаны в векторной форме. Для их численного решения нужно перейти от векторного к координатному представлению в подходящей системе координат. Выбор такой системы диктуется обычно физическими соображениями, и, если он сделан удачно, последующий процесс вычислений может быть существенно облегчен. В математическом моделировании ионосферы чаще всего используют следующие системы координат.

Локальная декартова система координат (рис. 3.1). Начало этой системы координат помещают в точку на поверхности Земли, для которой моделируется вышележащая ионосфера; ось z направляют в зенит, ось x — на юг и ось y — на восток. Эту систему координат используют при решении моделирующих уравнений в

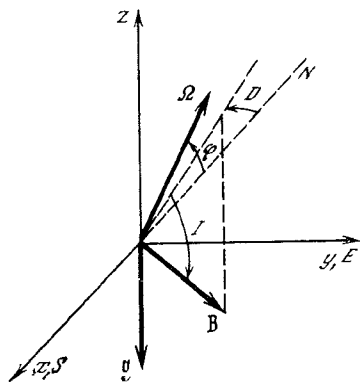


Рис. 3.1. Локальная декартова система координат

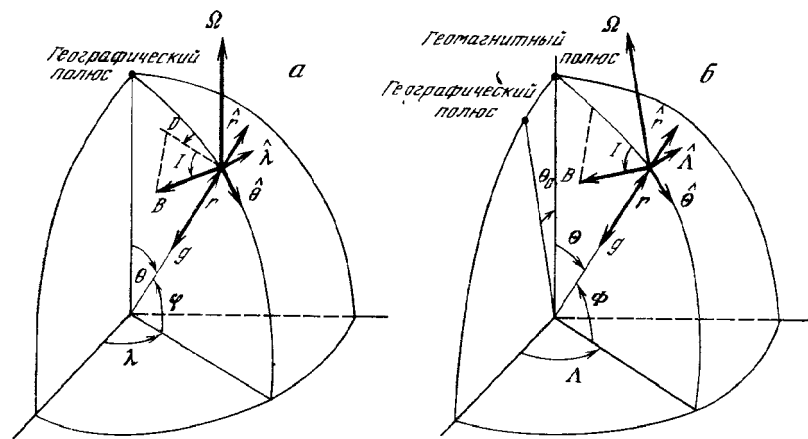


Рис. 3.2. Сферические географическая (а) и геомагнитная (б) системы координат

одномерном плоскостном приближении, когда пренебрегают сферичностью Земли и кривизной силовых линий геомагнитного поля $\mathbf{B}$. Векторы $\mathbf{B}$, $\mathbf{g}$ и $\mathbf{\Omega}$ в этой системе координат имеют следующие компоненты (для Северного полушария):

$$\begin{aligned} B_x &= -B \cos I \cos D, & B_y &= B \cos I \sin D, & B_z &= -B \sin I, \\ g_x &= g_y = 0, & g_z &= -g, \\ \Omega_x &= -\Omega \cos \varphi, & \Omega_y &= 0, & \Omega_z &= \Omega \sin \varphi. \end{aligned} \quad (3.120)$$

Здесь $B \equiv |\mathbf{B}|$, $\Omega \equiv |\mathbf{\Omega}|$, $g \equiv |\mathbf{g}|$; I , D — наклонение и склонение геомагнитного поля соответственно; φ — географическая широта. Наклонение I положительно при отклонении $\mathbf{B}$ вниз от горизонтальной плоскости, а склонение D — при отклонении $\mathbf{B}$ к востоку от направления на географический Северный полюс.

Сферическая географическая система координат (рис. 3.2, а). Начало этой системы координат помещено в центре Земли, полярная ось направлена по оси вращения Земли, координата r отсчитывается вдоль радиус-вектора, проведенного из центра Земли, полярный угол θ является дополнением географической широты φ до 90° , азимутальный угол λ совпадает с географической долготой (восточной). Векторы $\mathbf{B}$, $\mathbf{g}$ и $\mathbf{\Omega}$ в этой системе координат имеют компоненты

$$\begin{aligned} B_r &= -B \sin I, & B_\theta &= -B \cos I \cos D, & B_\lambda &= B \cos I \sin D, \\ g_r &= -g, & g_\theta &= g_\lambda = 0, \\ \Omega_r &= \Omega \cos \theta, & \Omega_\theta &= -\Omega \sin \theta, & \Omega_\lambda &= 0. \end{aligned} \quad (3.121)$$

В сферической географической системе координат удобно решать уравнения для нейтральных компонент ионосферной плазмы.

Сферическая геомагнитная система координат (рис. 3.2, б). В этой системе координат полярная ось направлена по геомагнитной оси, проходящей через дипольные магнитные полюсы. Полярный угол совпадает с геомагнитной коширотой $\Theta = \pi/2 - \Phi$, где Φ — геомагнитная широта, Λ — геомагнитная долгота, отсчитываемая к востоку от плоскости, содержащей географический и геомагнитный полюсы. Связь между геомагнитными и географическими координатами дается формулами

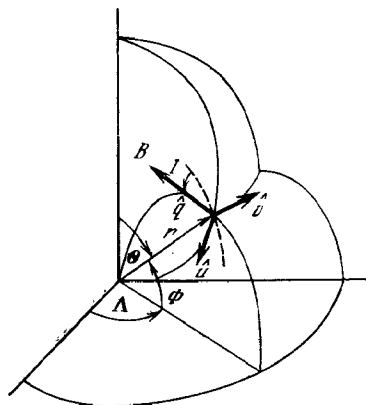


Рис. 3.3. Дипольная система координат

$$\begin{aligned}\cos \Theta &= \cos \theta_0 \cos \theta + \sin \theta_0 \sin \theta \cos (\lambda - \lambda_0), \\ \cos \Lambda &= [-\sin \theta_0 \cos \theta + \cos \theta_0 \sin \theta \cos (\lambda - \lambda_0)] / \sin \Theta, \\ \cos \theta &= \cos \theta_0 \cos \Theta - \sin \theta_0 \sin \Theta \cos \Lambda, \\ \cos (\lambda - \lambda_0) &= [\sin \theta_0 \cos \Theta + \cos \theta_0 \sin \Theta \cos \Lambda] / \sin \theta,\end{aligned}\quad (3.122)$$

где θ_0, λ_0 — географические координаты северного геомагнитного полюса, равные соответственно $11,3^\circ$ и $-70,6^\circ$. В этой системе координат склонение $D = 0$ и

$$\begin{aligned}B_r &= -B \sin I, \quad B_\theta = -B \cos I, \quad B_\Lambda = 0, \\ g_r &= -g, \quad g_\theta = g_\Lambda = 0, \\ \Omega_r &= \Omega (\cos \theta_0 \cos \Theta - \sin \theta_0 \sin \Theta \cos \Lambda), \\ \Omega_\theta &= -\Omega (\cos \theta_0 \sin \Theta + \sin \theta_0 \cos \Theta \cos \Lambda), \\ \Omega_\Lambda &= \Omega \sin \theta_0 \sin \Lambda.\end{aligned}\quad (3.123)$$

Здесь проще, чем в предыдущей системе координат описывать влияние геомагнитного поля на заряженные компоненты ионосферной плазмы.

Дипольная система координат (рис. 3.3). Для описания поведения замагниченных заряженных частиц в дипольном геомагнитном поле наиболее удобной является дипольная система координат (u, q, v) , в которой координата u меняется перпендикулярно $\mathbf{B}$ в плоскости геомагнитного меридиана, q меняется вдоль дипольной силовой линии, а v — в направлении, перпендикулярном первым двум, и совпадает с геомагнитной долготой:

$$u = (R_E/r) \sin^2 \Theta, \quad q = (R_E/r)^2 \cos \Theta, \quad v = \Lambda, \quad (3.124)$$

где R_E — радиус Земли. Как следует из структуры дипольного магнитного поля (см. п. 4.4.1), q имеет смысл безразмерного геомагнитного потенциала, а $u = 1/L$, где L — так называемый параметр Мак-Илвейна, равный геоцентрическому расстоянию до вершины силовой линии, выраженному в радиусах Земли R_E .

В дипольной системе координат вектор геомагнитного поля имеет только одну компоненту:

$$B_q = B, \quad B_u = B_v = 0. \quad (3.125)$$

Элементы длины в радиусах Земли вдоль соответствующих координатных линий дипольной системы координат будут

$$ds_u = h_u du, \quad ds_q = h_q dq, \quad ds_v = h_v dv, \quad (3.126)$$

где h_u , h_q , h_v — коэффициенты Ламэ:

$$h_u = \left(\frac{r}{R_E}\right)^2 \frac{1}{\sin \Theta \sqrt{1 + 3 \cos^2 \Theta}}, \quad h_q = \left(\frac{r}{R_E}\right)^3 \frac{1}{\sqrt{1 + 3 \cos^2 \Theta}},$$

$$h_v = (r/R_E) \sin \Theta. \quad (3.127)$$

Уравнение дипольной силовой линии имеет вид

$$u \equiv 1/L = \text{const}. \quad (3.128)$$

Элемент длины силовой линии дипольного магнитного поля (в единицах R_E) можно выразить следующим образом, используя (3.127) и (3.128):

$$ds_{\parallel} \equiv ds_q = L \sin \Theta \sqrt{1 + 3 \cos^2 \Theta} d\Theta. \quad (3.129)$$

Связь между компонентами любого вектора $\mathbf{A}$ в сферической геомагнитной и дипольной системах координат дается выражениями

$$A_r = -A_q \sin I - A_u \cos I, \quad A_{\Theta} = -A_q \cos I + A_u \sin I. \quad (3.130)$$

Аналогично и в более общем случае можно построить криволинейную систему координат, связанную с геомагнитным полем, взяв в качестве координат величины α , β и γ , такие, что

$$\mathbf{B} = \nabla \gamma = \nabla \alpha \times \nabla \beta, \quad (3.131)$$

где α и β — так называемые эйлеровы потенциалы магнитного поля. В случае дипольного поля α , β , γ с точностью до постоянных множителей совпадают с величинами u , v , $-q$: $\alpha = R_E g_1^0 u$, $\beta = R_E v$, $\gamma = -R_E g_1^0 q$, $g_1^0 = -0,314$ Гс — дипольный коэффициент гауссова разложения геомагнитного поля (см. п. 4.4.1).

3.6. Моделирующие уравнения в координатном представлении

3.6.1. Уравнения для нейтральных компонент

В сферической географической системе координат уравнение непрерывности (3.30) для нейтральных частиц запишется в виде

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_n V_{nr}) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (n_n V_{n\theta} \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} (n_n V_{n\lambda}) = Q_n - L_n. \quad (3.132)$$

В силу малости толщи нейтральной атмосферы по сравнению с радиусом Земли обычно полагают

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f) \approx \frac{\partial f}{\partial r} = \frac{\partial f}{\partial z}, \quad (3.133)$$

где z — высота.

Проектируя уравнение среднемассового движения (3.86) на радиус-вектор и сохраняя только преобладающие вертикальные силы — силу тяжести (сумму гравитационной и центробежной сил) и вертикальный градиент давления, — получим *уравнение гидростатики*:

$$0 = -\partial p / \partial r - \rho g, \quad (3.134)$$

где под $-g$ следует понимать радиальную проекцию суммы гравитационных и центробежных ускорений. Пренебрежение отброшенными членами допустимо при движениях с временными масштабами в десятки минут и более (см. разд. 5.12).

Для скоростей вертикальной диффузии получим из (3.91), используя (3.133):

$$\sum_l \frac{n_l}{n D_{nl}} (u_{lr} - u_{nr}) = \frac{1}{n_n} \frac{\partial n_n}{\partial r} + \frac{m_n g}{k T_n} + \frac{1 + \beta_n}{T_n} \frac{\partial T_n}{\partial r}. \quad (3.135)$$

Горизонтальной диффузией обычно пренебрегают вследствие малости горизонтальных градиентов по сравнению с вертикальными, так что

$$V_{nr} = V_r + u_{nr}, \quad V_{n\theta} \approx V_\theta, \quad V_{n\lambda} \approx V_\lambda, \quad (3.136)$$

где V_r , V_θ , V_λ — компоненты вектора среднемассовой скорости.

Горизонтальные компоненты среднемассовой скорости находятся из проекций уравнения движения (3.86) на оси θ и λ сферической географической системы координат, в которых пренебрегается малыми составляющими вязкой силы, связанными с гори-

зонтальными производными, и учитывается приближенное соотношение (3.133):

$$\left(\frac{\partial V_\theta}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_\theta}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_\lambda}{r \sin \theta} \frac{\partial V_\theta}{\partial \lambda} - \frac{V_\lambda^2 \operatorname{ctg} \theta}{r} + \right. \\ \left. + r \Omega_\theta \Omega_r - 2 \Omega_r V_\lambda \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \eta \frac{\partial^2 V_\theta}{\partial r^2} - \sum_{n,i} n_n \mu_{ni} \tilde{v}_{ni} (V_\theta - V_{i\theta}), \quad (3.137)$$

$$\left(\frac{\partial V_\lambda}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_\lambda}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_\lambda}{\partial \theta} + \frac{V_\lambda}{r \sin \theta} \frac{\partial V_\lambda}{\partial \lambda} + \frac{V_\theta V_\lambda \operatorname{ctg} \theta}{r} + 2 \Omega_r V_\theta - \right. \\ \left. - 2 \Omega_\theta V_r \right) = - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \eta \frac{\partial^2 V_\lambda}{\partial r^2} - \sum_{n,i} n_n \mu_{ni} \tilde{v}_{ni} (V_\lambda - V_{i\lambda}). \quad (3.138)$$

Для нахождения вертикальной компоненты среднемассовой скорости используют уравнение непрерывности для полной массовой плотности нейтрального газа (3.85):

$$\frac{\partial V_r}{\partial r} + V_r \frac{\partial \ln \rho}{\partial r} = - \frac{\partial \ln \rho}{\partial t} - \frac{1}{\rho r \sin \theta} \left[\frac{\partial (\rho V_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial (\rho V_\lambda)}{\partial \lambda} \right]. \quad (3.139)$$

Уравнение теплового баланса (3.92) запишется в виде

$$\rho c_V \left(\frac{\partial T_n}{\partial t} + V_r \frac{\partial T_n}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial T_n}{\partial \theta} + \frac{V_\lambda}{r \sin \theta} \frac{\partial T_n}{\partial \lambda} \right) + \\ + p \left(\frac{\partial V_n}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (V_\theta \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V_\lambda}{\partial \lambda} \right) - \\ - \eta_n \left[\left(\frac{\partial V_\theta}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_\lambda}{\partial r} \right)^2 \right] - \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa \frac{\partial T_n}{\partial r} \right) = P - L. \quad (3.140)$$

Здесь в члене вязкого нагрева учтено, что

$$V_r \ll V_\theta, V_\lambda. \quad (3.141)$$

3.6.2. Одномерные уравнения для заряженных частиц

Плазмосфера. На высотах $h \gtrsim 200$ км плазма замагничена, т. е.

$$\Omega_e \gg v_e, \quad \Omega_i \gg v_i, \quad (3.142)$$

где $\Omega_{e,i}$ и $v_{e,i}$ — гирочастоты и частоты столкновений электронов и ионов. В отсутствие дрейфов поперек геомагнитного поля, обусловленных, в первую очередь, электрическими полями, движения тепловой плазмы и потоки тепла направлены вдоль силовых линий геомагнитного поля. Поведение заряженных частиц в этом случае описывается одномерными (по координате вдоль В)

уравнениями, которые в дипольной системе координат имеют следующий вид:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial s_q} (a n_i V_{iq}) = Q_i - L_i, \quad (3.143)$$

$$\begin{aligned} n_i m_i \left[\frac{\partial V_{iq}}{\partial t} + V_{iq} \frac{\partial V_{iq}}{\partial s_q} + (\Omega_q^2 - \Omega^2) r_q + \Omega_q \Omega_u r_u \right] = \\ = - \frac{\partial p_i}{\partial s_q} + n_i m_i g_q + n_i e_i E_q - \sum_n n_i \mu_{in} \tilde{v}_{in} (V_{iq} - V_{nq}) - \\ - \sum_k n_i \mu_{ik} \tilde{v}_{ik} (V_{iq} - V_{kq}) - n_i k \beta_i \frac{\partial T_i}{\partial s_q}, \end{aligned} \quad (3.144)$$

$$0 = - \frac{\partial p_e}{\partial s_q} - n_e e E_q - n_e k \beta_e \frac{\partial T_e}{\partial s_q}, \quad (3.145)$$

$$\frac{3}{2} n_i k \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + V_{iq} \frac{\partial T_i}{\partial s_q} \right) + p_i \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial s_q} (a V_{iq}) - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial s_q} \left(a \kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial s_q} \right) = P_i + J_i, \quad (3.146)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} n_e k \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} + V_{eq} \frac{\partial T_e}{\partial s_q} \right) + p_e \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial s_q} (a V_{eq}) - \\ - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial s_q} \left(a \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial s_q} \right) = P_e + J_e + \tilde{P}_e + P_e^{\Phi} + P_e^{\text{корп}}. \end{aligned} \quad (3.147)$$

Здесь $ds_q = ds_{\parallel} = h_q dq$ — элемент длины силовой линии геомагнитного поля; $a = h_o h_u$; h_q , h_o , h_u — коэффициенты Ламэ дипольной системы координат, определяемые выражениями (3.127).

Среднеширотная F2-область. На высотах среднеширотной F2-области ($200 \leq h \leq 1000$ км), как и во всей плазмосфере, выполняются условия замагниченности (3.142) и продольные движения плазмы описываются уравнениями (3.144), (3.145), в которых, однако, можно пренебречь ускорением ионов, а также кривизной и расходимостью силовых линий геомагнитного поля. Движения замагниченной плазмы поперек магнитного поля происходят со скоростью дрейфа, которая в случае дрейфа электрического происхождения равна

$$\mathbf{V}_{i\perp} = \mathbf{V}_{e\perp} = c [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] / B^2. \quad (3.148)$$

При описании поведения заряженных компонент плазмы F2-области на средних широтах обычно учитывают лишь вертикальный перенос заряженных частиц в силу малости горизонтальных производных макроскопических параметров и используют локальную декартову систему координат с осями x , y , z , направленными на юг, восток и в зенит (см. разд. 3.5). В этом случае уравнение непрерывности для ионов запишется в виде

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n_i V_{iz}) = Q_i - L_i, \quad (3.149)$$

где V_{iz} — вертикальная ионная скорость:

$$V_{iz} = (V_{i\parallel})_z + (V_{i\perp})_z = V_{iq} \sin I + c \frac{E_x}{B} \cos I \sin D + c \frac{E_y}{B} \cos I \cos D, \quad (3.150)$$

V_{iq} определяется уравнением (3.144). С учетом сказанного о возможных упрощениях уравнения (3.144) применительно к среднеширотной $F2$ -области и в пренебрежении ион-ионным трением и термодиффузией (допустимом на высотах вблизи максимума $F2$ -слоя) выражение для вертикальной ионной скорости примет вид

$$V_{iz} = -\frac{F_i}{R_i} \sin^2 I + V_{nx} \sin I \cos I \cos D - V_{ny} \sin I \cos I \sin D + V_{nz} \sin^2 I + c \frac{E_x}{B} \cos I \sin D + c \frac{E_y}{B} \cos I \cos D, \quad (3.151)$$

$$F_i = \frac{k}{n_i} \frac{\partial}{\partial z} n_i T_i - e E_z + e \operatorname{ctg} I (E_y \sin D - E_x \cos D) + m_i g, \quad (3.152)$$

$$R_i = \sum_n \mu_{in} \tilde{v}_{in}. \quad (3.153)$$

Для учета термодиффузии необходимо добавить в выражение (3.152) для F_i член $k\beta_i \partial T_i / \partial z$, а для учета ион-ионного трения необходимо в (3.151) заменить R_i на R'_i :

$$R'_i = R_i + \sum_k \mu_{ik} \tilde{v}_{ik}, \quad (3.154)$$

а проекции вектора V_n — на соответствующие проекции вектора V'_n :

$$V'_n = \frac{R_i}{R'_i} V_n + \frac{1}{R'_i} \sum_k \mu_{ik} \tilde{v}_{ik} V_k. \quad (3.155)$$

Для горизонтальных компонент ионной скорости, входящих в выражения для силы трения в уравнениях движения нейтрального газа (3.137) и (3.138), справедливо:

$$V_{ix} = V_{i0} = V_{iz} \operatorname{ctg} I \cos D - c (E_y/B) \operatorname{cosec} I, \quad (3.156)$$

$$V_{iy} = V_{i0} = -V_{iz} \operatorname{ctg} I \sin D + c (E_x/B) \operatorname{cosec} I. \quad (3.157)$$

Уравнения теплового баланса для ионов и электронов среднеширотной $F2$ -области запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} n_i k \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + V_{iz} \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) + p_i \frac{\partial V_{iz}}{\partial z} - \sin^2 I \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) = \\ = P_i + J_i, \end{aligned} \quad (3.158)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} n_e k \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} + V_{ez} \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) + p_e \frac{\partial V_{ez}}{\partial z} - \sin^2 I \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) = \\ = P_e + J_e + \tilde{P}_e + P_e^{\text{фз}} + P_e^{\text{корп}}. \end{aligned} \quad (3.159)$$

Области E и F1. На высотах областей E и F1 ($h \simeq 100 \div 200$ км) замагничены только электроны, а для ионов условия (3.142) не выполняются, поэтому выражения для ионных скоростей (3.151), (3.156), (3.157) на этих высотах неприменимы. В пренебрежении эффектами склонения (или, иначе, ориентируя оси x и y не на географические, а на геомагнитные юг и восток), термодиффузии и ион-ионного трения (которое мало на этих высотах из-за близости масс и скоростей различных сортов ионов) выражения для компонент вектора ионной скорости на высотах 100—200 км запишутся следующим образом:

$$V_{ix} = \frac{1}{\alpha_i} \left[\frac{-F_i}{R_i} \sin I \cos I - c \frac{E_y}{B} \sin I + V_{nx} (\cos^2 I + \gamma_i^2) + \right. \\ \left. + V_{nz} \sin I \cos I + \gamma_i c \frac{E_x}{B} - \gamma_i V_{ny} \sin I + c \frac{G_{iy}}{B} \sin I - \gamma_i c \frac{G_{ix}}{B} \right], \quad (3.160)$$

$$V_{iy} = \frac{1}{\alpha_i} \left(c \frac{E_x}{B} \operatorname{cosec} I + \gamma_i c \frac{E_y}{B} + \gamma_i V_{nx} \sin I - \gamma_i V_{nz} \cos I + \right. \\ \left. + c \frac{F_i}{B} \cos I + \gamma_i^2 V_{ny} - \gamma_i c \frac{G_{iy}}{B} - c \frac{G_{ix}}{B} \operatorname{cosec} I \right), \quad (3.161)$$

$$V_{iz} = \frac{1}{\alpha_i} \left[-\frac{F_i}{R_i} (\sin^2 I + \gamma_i^2) + c \frac{E_y}{B} \cos I + V_{nx} \sin I \cos I + \right. \\ \left. + V_{nz} (\sin^2 I + \gamma_i^2) - \gamma_i c \frac{E_x}{B} \operatorname{ctg} I + \gamma_i V_{ny} \cos I - c \frac{G_{iy}}{B} \cos I + \right. \\ \left. + \gamma_i c \frac{G_{ix}}{B} \operatorname{ctg} I \right], \quad (3.162)$$

где F_i , R_i определяются выражениями (3.152), (3.153);

$$\gamma_i = \frac{1}{\Omega_i} \sum_n v_{in}, \quad \alpha_i = 1 + \gamma_i^2, \quad (3.163)$$

$$G_{ix} = \frac{k}{en_i} \frac{\partial}{\partial x} n_i T_i, \quad G_{iy} = \frac{k}{en_i} \frac{\partial}{\partial y} n_i T_i. \quad (3.164)$$

Уравнения теплового баланса электронов и ионов на высотах E- и F1-областей существенно упрощаются вследствие того, что процессы локального нагрева и теплообмена на этих высотах преобладают над всеми остальными процессами (конвективного переноса тепла, теплопроводности, работы сжатия), так что можно записать

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{2}{3n_i k} (P_i + J_i), \quad (3.165)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2}{3n_e k} (P_e + J_e + \tilde{P}_e + P_e^{\text{фз}} + P_e^{\text{корп}}). \quad (3.166)$$

В самой нижней части E -области и в D -области ионосферы из-за высокой плотности нейтрального газа процессы теплообмена обеспечивают равенство температур заряженных и нейтральных частиц:

$$T_i = T_e = T_n. \quad (3.167)$$

Близки и скорости ионов и нейтральных частиц, тогда как электроны движутся относительно тяжелых частиц, создавая электронный ток.

В дневной нижней ионосфере (на высотах D -, E - и F_1 -областей) изменения n_i за счет фотохимических процессов преобладают над изменениями n_i за счет процессов переноса, так что уравнения непрерывности для ионов можно записывать в виде условий фотохимического равновесия:

$$Q_i = L_i. \quad (3.168)$$

3.6.3. Учет электромагнитных дрейфов.

Интегрирование по дрейфовым траекториям

При моделировании высокоширотной и приэкваториальной ионосферы необходимо учитывать трехмерный характер переноса плазмы. В высоких широтах почти вертикальные продольные (вдоль $\mathbf{B}$) движения сопровождаются горизонтальным переносом поперек $\mathbf{B}$, обусловленным электромагнитным дрейфом, скорость которого может быть весьма велика, особенно в периоды возмущений. В низких широтах (вблизи магнитного экватора) электромагнитный дрейф близок к вертикальному, а продольные движения почти горизонтальны; оба вида движений существенно влияют на распределение ионосферной плазмы.

Учет эффектов трехмерности для замагниченных частиц удобно осуществлять путем использования лагранжевого подхода применительно к поперечным относительно $\mathbf{B}$ движениям плазмы.

Представим вектор ионной скорости в виде

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_{i\parallel} + \mathbf{V}_{i\perp} = \mathbf{V}_{iq} + c[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]/B^2 \quad (3.169)$$

и подставим (3.169) в уравнение непрерывности (3.34). Получим

$$\partial n_i / \partial t + \nabla_{\parallel} (n_i \mathbf{V}_{i\parallel}) + \nabla_{\perp} (n_i \mathbf{V}_{i\perp}) = Q_i - L_i \quad (3.170)$$

или, раскрывая третий член в левой части,

$$\partial n_i / \partial t + (\mathbf{V}_{i\perp} \cdot \nabla_{\perp}) n_i + \nabla_q (n_i \mathbf{V}_{iq}) + n_i \nabla_{\perp} \mathbf{V}_{i\perp} = Q_i - L_i. \quad (3.171)$$

Два первых члена в (3.171) представляют собой лагранжеву производную от n_i по времени вдоль траекторий $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа, т. е. изменение n_i за время dt не в фиксированном месте пространства, а с учетом перемещения элемента объема на расстояние $\mathbf{V}_{i\perp} dt$.

Обозначим

$$\partial n_i / \partial t + (\mathbf{V}_{i\perp} \cdot \nabla_{\perp}) n_i \equiv \partial n_i / \partial t_{\perp}. \quad (3.172)$$

Отметим, что в данном случае $\partial n_i / \partial t_{\perp} \neq dn_i / dt$, поскольку лаг-

ранжев подход применен лишь по отношению к поперечному, а не к полному движению. Перепишем (3.171) с учетом (3.172):

$$\partial n_i / \partial t_{\perp} + \partial (n_i V_{iq}) / \partial s_q = Q_i - L_i - n_i \nabla_{\perp} \mathbf{V}_{i\perp}. \quad (3.173)$$

Поскольку при заданных полях $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ скорость дрейфа $\mathbf{V}_{i\perp}$ не зависит от искомой концентрации ионов n_i , то в правой части уравнения (3.173) не содержится производных от неизвестной функции n_i по поперечным координатам u и v в дипольной системе координат. Это означает, что на каждом шаге численного интегрирования уравнения (3.173) по времени вдоль траектории дрейфа задача сводится к одномерной: к интегрированию лишь по одной пространственной переменной (q или $s_{\parallel}$) вдоль той силовой линии поля $\mathbf{B}$, куда перешла плазма за время Δt .

Таким образом, использование лагранжева подхода применительно к замагниченной ионосферной плазме при известных полях $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ позволяет придать трехмерному уравнению непрерывности форму одномерного уравнения, не пренебрегая производными поперек $\mathbf{B}$, и построить пространственно-временную картину распределения n_i путем последовательного интегрирования уравнения непрерывности (3.173) по всевозможным траекториям $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа, т. е. решение трехмерной задачи сводится к решению последовательности одномерных задач.

Аналогичным образом можно поступить и с уравнениями теплового баланса для ионов и электронов (3.67), (3.68), записав их в виде

$$\frac{3}{2} n_i k \left(\frac{\partial T_i}{\partial t_{\perp}} + V_{iq} \frac{\partial T_i}{\partial s_q} \right) + p_i \nabla \mathbf{V}_i - \frac{\partial}{\partial s_q} \left(\kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial s_q} \right) = P_i + J_i, \quad (3.174)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} n_e k \left(\frac{\partial T_e}{\partial t_{\perp}} + V_{eq} \frac{\partial T_e}{\partial s_q} \right) + p_e \nabla \mathbf{V}_e - \\ - \frac{\partial}{\partial s_q} \left(\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial s_q} \right) = P_e + J_e + \tilde{P}_e + P_e^{\text{фа}} + P_e^{\text{корр.}} \end{aligned} \quad (3.175)$$

3.7. Начальные и граничные условия

Система моделирующих ионосферную плазму уравнений должна быть дополнена начальными и граничными условиями для неизвестных функций n_{α} , $V_{\alpha j}$ и T_{α} , которые задаются из физических соображений или из данных наблюдений. При расчете спокойных суточных вариаций параметров ионосферы над фиксированной точкой земной поверхности интегрирование по времени обычно ведется от достаточно произвольных начальных условий до выхода решения на периодический режим с периодом в 24 ч, а при расчете возмущений в качестве начальных условий используют результаты расчетов спокойной суточной вариации. При решении

трехмерных задач для спокойных условий ищется глобальное стационарное (в фиксированной относительно солнца системе отсчета) распределение параметров ионосферной плазмы, которое может быть использовано в качестве начального при моделировании возмущений.

При интегрировании трехмерных уравнений по горизонтальным координатам используется условие периодичности по долготе:

$$y(\lambda) = y(\lambda + 2\pi), \quad (3.176)$$

где y — искомая функция. При интегрировании по кошироте необходимо избавиться от особенности на полюсах ($\theta = 0^\circ$ и 180°), где обращается в нуль коэффициент Ламэ для координаты λ . С этой целью для концентраций и температур используют условие усреднения по долготе на полюсах:

$$y(r, \theta)|_{\theta=0;2\pi} = \lim_{\theta \rightarrow 0;2\pi} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} y(r, \theta, \lambda) d\lambda, \quad (3.177)$$

а для горизонтальных компонент скорости V_θ и V_λ используются их разложения в ряд Тейлора:

$$\begin{aligned} y(r, \theta)|_{\theta=0;2\pi} &= \lim_{\Delta\theta \rightarrow 0} \left[y(\theta - \Delta\theta)|_{\theta=0;2\pi} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{y(\theta - \Delta\theta) - y(\theta - 2\Delta\theta)}{\Delta\theta} \Big|_{\theta=0;2\pi} \Delta\theta \right] = \\ &= \lim_{\Delta\theta \rightarrow 0} [2y(\theta - \Delta\theta) - y(\theta - 2\Delta\theta)]_{\theta=0;2\pi}. \end{aligned} \quad (3.178)$$

При задании нижних граничных условий на высотах $h \leq 160$ км для заряженных компонент ионосферной плазмы исходят из того, что в нижней ионосфере фотохимические процессы и процессы локального нагрева и теплообмена обычно преобладают над процессами переноса частиц и энергии. В этом случае в качестве нижних граничных условий для концентраций ионов можно использовать решение уравнения непрерывности, записанного без члена переноса:

$$\partial n_i / \partial t = Q_i - L_i. \quad (3.179)$$

Для температур заряженных частиц практически всегда можно использовать в качестве нижних граничных условий решения уравнений теплового баланса, записанных в виде (3.165), (3.166). Во многих случаях вполне пригодными (слабо влияющими на решение) являются еще более простые граничные условия, заданные в виде условий фотохимического (3.168) и теплового (3.167) равновесия. Сравнительно слабо влияет на решение выбор нижних граничных условий для горизонтальных скоростей нейтрального ветра, в качестве которых либо используют решения уравнений движения, записанных без учета вязкости, либо задают нулевые значения горизонтальных скоростей.

На верхней границе ($h \geq 400$ км) для нейтральных частиц задается условие равенства нулю вертикальных градиентов скорости и температуры из-за преобладающего влияния вязкости и теплопроводности на больших высотах, стремящихся выровнять высотные профили V_{nj} и T_n :

$$\left. \frac{\partial V_{nj}}{\partial z} \right|_{z \rightarrow \infty} = \left. \frac{\partial T_n}{\partial z} \right|_{z \rightarrow \infty} = 0, \quad (3.180)$$

а также условие равенства нулю диффузионных потоков.

Наиболее сложной является проблема задания верхних граничных условий для заряженных частиц и нижних граничных условий для нейтральных (помимо горизонтальных скоростей, о которых уже говорилось). Это связано с тем, что в задачах ионосферного моделирования верхнюю границу часто выбирают у основания протоносферы ($h \sim 1000$ км), а нижнюю — у основания термосферы, чаще всего на турбопаузе ($h \sim 100$ км). Через эти границы, однако, осуществляется весьма значительный обмен частицами и энергией между F -областью и протоносферой, с одной стороны, и термосферой и нижележащими слоями атмосферы — с другой. Характер этого обмена далеко не всегда известен, особенно в глобальном масштабе или применительно к возмущенным условиям. Это приводит к необходимости проведения численных экспериментов, в которых исследуется влияние граничных условий на моделируемые ионосферные параметры [177].

При моделировании конкретных геофизических ситуаций граничные условия задают на основе данных наблюдений. Наиболее информативными для этих целей являются данные установок некогерентного рассеяния (НР), представляющие суточные, сезонные и солнечно-циклические вариации потоков плазмы и тепла у основания протоносферы [365, 366], однако широтно-долготное разрешение этих данных весьма ограничено из-за малочисленности установок НР. По данным НР на верхней границе моделируемой области могут быть заданы суточные вариации либо самих величин n_i , T_i и T_e , либо их вертикальных градиентов, либо непосредственно вертикальных потоков плазмы и тепла. Проблема верхних граничных условий для заряженных частиц может быть обойдена путем интегрирования моделирующих уравнений по силовой трубке геомагнитного поля. Граничные условия в этом случае задаются на ее концах, т. е. в нижней ионосфере обоих (северного и южного) полушарий, где задание граничных условий обычно трудностей не встречает.

3.8. Методы решения моделирующих уравнений

Методы решения моделирующих уравнений можно разделить на спектральные, использующие разложения искомых функций по сферическим гармоникам (см., например, [53, 227, 626]), и чисто разностные методы [141—143, 160]. В первом случае

решение ищется в виде

$$y(r, \theta, \lambda, t) = \sum_n \sum_m y_n^m(r) P_n^m(\cos \theta) \exp [im(\Omega t + \lambda)] \quad (3.181)$$

или в виде

$$y(r, \theta, \lambda, t) = \sum_n \sum_m \tilde{y}_n^m(r, t) P_n^m(\cos \theta) \exp(im\lambda), \quad (3.182)$$

где $P_n^m(\cos \theta)$ — присоединенные полиномы Лежандра. Применением метода Галеркина [98] каждое уравнение исходной системы моделирующих уравнений трансформируется в систему дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения $y_n^m(r)$ или $\tilde{y}_n^m(r, t)$, которые затем уже решаются разностными методами. Спектральные методы в ряде случаев более удобны для анализа и интерпретации результатов, однако для их применения требуется предварительная линеаризация уравнений (или организация громоздкой итерационной процедуры по нелинейности), а для воспроизведения резких пространственных неоднородностей термосферы и ионосферы, связанных с высыпаниями частиц и магнитосферной конвекцией, требуется неприемлемо большое число членов разложения, что делает предпочтительными чисто разностные методы.

Численное интегрирование методом конечных разностей представляет собой способ получения приближенного решения системы дифференциальных уравнений путем сведения задачи к решению аппроксимирующей системы алгебраических уравнений. При этом область непрерывного изменения аргументов заменяется дискретной, сеточной областью, дифференциальные операторы заменяются разностными, а приближенное решение отыскивается в узлах сетки. Моделирующие уравнения в трехмерном случае можно записать в виде

$$\frac{\partial y_\alpha}{\partial t} = A_\alpha \frac{\partial^2 y_\alpha}{\partial r^2} + B_\alpha \frac{\partial y_\alpha}{\partial r} + C_\alpha \frac{\partial y_\alpha}{\partial \theta} + D_\alpha \frac{\partial y_\alpha}{\partial \lambda} + E_\alpha y_\alpha + F_\alpha, \quad (3.183)$$

где коэффициенты $A_\alpha, B_\alpha, C_\alpha$ зависят в общем случае от неизвестных функций y_α и их производных, т. е. уравнения являются нелинейными. Коэффициенты уравнений на каждом шаге интегрирования по времени вычисляются по уже найденным значениям неизвестных функций для предыдущего момента времени или предыдущей итерации.

Решение трехмерных уравнений осуществляется применением метода расщепления исходных уравнений по физическим или геометрическим факторам, в результате которого задача сводится к последовательному решению более простых одномерных уравнений [156, 224]. Суть метода состоит в том, что приращение искомой функции на каждом шаге интегрирования по времени находится поэтапно. Сначала определяется вклад в это приращение от одного процесса (скажем, переноса по вертикали), потом другого (например, меридионального переноса) и т. д. Полученное на

каждом этапе решение используется в качестве начальных условий для нахождения решения на следующем этапе. В частности, каждое уравнение системы (3.183) распадается на три:

$$\partial y^{(1)}/\partial t = A \partial^2 y^{(1)}/\partial r^2 + B \partial y^{(1)}/\partial r + E^{(1)} y^{(1)} + F^{(1)}, \quad (3.184)$$

$$\partial y^{(2)}/\partial t = C \partial y^{(2)}/\partial \theta + E^{(2)} y^{(2)} + F^{(2)}, \quad (3.185)$$

$$\partial y^{(3)}/\partial t = D \partial y^{(3)}/\partial \lambda + E^{(3)} y^{(3)} + F^{(3)},$$

$$E^{(1)} + E^{(2)} + E^{(3)} = E, \quad F^{(1)} + F^{(2)} + F^{(3)} = F, \quad (3.186)$$

которые решаются последовательно одно за другим с использованием предыдущих решений в качестве начальных условий для последующих.

Одномерное уравнение второго порядка по вертикальной координате вида (3.184) является наиболее распространенным типом уравнений в задачах ионосферного моделирования. Если переходить к разностному аналогу уравнения (3.184) путем непосредственной замены в нем производных на отношения конечных разностей, то окажется, что в каждой ячейке пространственной сетки не будут выполняться интегральные законы сохранения величин ρ , ρv , ρv^2 (появятся фиктивные источники), т. е. разностная схема будет неконсервативной, что может приводить, вообще говоря, к ее расходимости.

Для широкого класса задач свойство консервативности является необходимым условием сходимости [224]. Поэтому целесообразно представить (3.184) в так называемой *дивергентной форме*:

$$a \frac{\partial y}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left(b \frac{\partial y}{\partial r} + c y \right) - d y + f. \quad (3.187)$$

Аппроксимация уравнения (3.187) соответствующей консервативной разностной схемой имеет вид

$$a_l \frac{\bar{y}_l - y_l}{\tau} = \frac{1}{h} \left(g_{l+1} \frac{\bar{y}_{l+1} - \bar{y}_l}{h} - g_l \frac{\bar{y}_l - \bar{y}_{l-1}}{h} \right) +$$

$$+ \frac{c_{l+1} \bar{y}_{l+1} - c_{l-1} \bar{y}_{l-1}}{2h} - d_l \bar{y}_l + f_l. \quad (3.188)$$

Здесь используется разностная сетка (рис. 3.4), где $\tau = t_{k+1} - t_k$ — шаг интегрирования по времени ($k = 0, 1, \dots, M$ — номер временного слоя); $h = z_{l+1} - z_l$ — шаг интегрирования

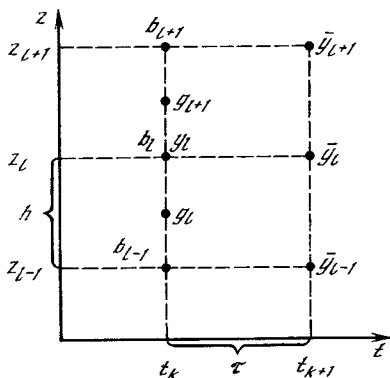


Рис. 3.4. Узлы разностной сетки и обозначения переменных в ней

по высоте ($l = 0, 1, \dots, N$ — номер высотного слоя);

$$\bar{y}_l \equiv y_l^{k+1} \equiv y(t_{k+1}, r_l), \quad y_l \equiv y_l^k \equiv y(t_k, r_l); \quad (3.189)$$

аналогичный смысл имеют обозначения a_l, b_l, c_l, d_l, f_l ;

$$g_{l+1} = (b_{l+1} + b_l)/2, \quad g_l = (b_l + b_{l-1})/2. \quad (3.190)$$

Тот факт, что в правой части (3.188) стоят $\bar{y}$, а не y , означает, что схема (3.188) *неявная*. В противном случае явной схемы значения искомой функции $\bar{y}$ в текущий момент времени явным образом выражались бы через y — значения искомой функции в предыдущий момент времени. Преимущество неявных схем над явными заключается в том, что последние устойчивы лишь при достаточно малом шаге сетки по времени τ , удовлетворяющем в случае уравнения второго порядка неравенству

$$\tau \leq \frac{h^2}{b/a}, \quad (3.191)$$

а в случае, когда $b = 0$ и (3.187) становится уравнением первого порядка,

$$\tau \leq \frac{h}{c/a}, \quad (3.192)$$

тогда как в неявных схемах ограничения на шаг по времени связаны лишь с требованиями точности.

Зависящие от y коэффициенты в (3.188) вычисляются по значениям искомым функций, взятым с предыдущего временного слоя или с предыдущей итерации. Соответствующее схеме (3.188) итерационное уравнение может быть записано в следующем трехточечном виде:

$$A_l^s \bar{y}_{l-1}^{s+1} - C_l^s \bar{y}_l^{s+1} + B_l^s \bar{y}_{l+1}^{s+1} = -F_l^s, \quad l = 1, \dots, N-1, \quad (3.193)$$

где

$$A_l^s = (g_l^s - hc_{l-1}^s/2)/h^2; \quad B_l^s = (g_{l+1}^s + hc_{l+1}^s/2)/h^2; \quad (3.194)$$

$$C_l^s = (g_l^s + g_{l+1}^s)/h^2 + d_l^s + a_l^s/\tau; \quad F_l^s = f_l^s + a_l^s y_l/\tau;$$

$s = 0, 1, 2, \dots$ — номер итерации. Система алгебраических уравнений (3.193) линейна относительно $\bar{y}_l^{s+1}$. За нулевое приближение берутся значения y_l с предыдущего временного слоя. Итерационный процесс заканчивается по заданному числу итераций или заданной точности: $\max |\bar{y}_l^{s+1} - \bar{y}_l^s| < \epsilon$.

Система уравнений (3.193) замыкается граничными условиями в общем случае вида

$$B_0 \bar{y}_1 - C_0 \bar{y}_0 = -F_0 \quad \text{при } r = r_0, \quad (3.195)$$

$$A_N \bar{y}_{N-1} - C_N \bar{y}_N = -F_N \quad \text{при } r = r_N \quad (3.196)$$

и решается одним из вариантов *метода прогонки* [224] (метода Гаусса решения систем линейных алгебраических уравнений

с трехдиагональной матрицей), проанализированных применительно к задачам моделирования ионосферы в [142]. Решение в этом методе ищется в виде

$$\bar{y}_l^{s+1} = \alpha_{l+1}^s \bar{y}_{l+1}^{s+1} + \beta_{l+1}^s. \quad (3.197)$$

Для нахождения прогоночных коэффициентов α и β (эту операцию именуют прямой прогонкой) используют рекуррентные формулы:

$$\begin{aligned} \alpha_{l+1} &= B_l / (C_l - A_l \alpha_l), \\ \beta_{l+1} &= (A_l \beta_l + F_l) / (C_l - A_l \alpha_l), \\ \alpha_1 &= B_0 / C_0, \quad \bar{y}_1 = F_0 / C_0. \end{aligned} \quad (3.198)$$

Здесь индекс s , нумерующий итерации, опущен.

Обратная прогонка — нахождение неизвестных функций $\bar{y}_l$ по формуле (3.197) с помощью рассчитанных предварительно прогоночных коэффициентов начинается со значения $\bar{y}_N$, которое определяется из краевого значения (3.196) и соотношения (3.197) для точки $l = N - 1$:

$$\bar{y}_{N-1} = \alpha_N \bar{y}_N + \beta_N. \quad (3.199)$$

Получим:

$$\bar{y}_N = \left(\frac{F_N}{C_N} + \frac{A_N}{C_N} \beta_N \right) / \left(1 - \frac{A_N}{C_N} \alpha_N \right). \quad (3.200)$$

Для обеспечения разрешимости системы (3.193), (3.195), (3.196) и устойчивости метода прогонки необходимо, чтобы коэффициенты системы (3.193) и граничных условий (3.195), (3.196) удовлетворяли неравенствам

$$A_l > 0, \quad B_l > 0, \quad C_l \geq A_l + B_l, \quad (3.201)$$

$$0 \leq B_0 / C_0, \quad A_N / C_N \leq 1, \quad B_0 / C_0 + A_N / C_N < 2. \quad (3.202)$$

Отметим модификации метода прогонки, часто используемые в практике ионосферного моделирования — потоковый вариант и матричная прогонка, а также их комбинацию — потоковый вариант матричной прогонки [136, 141, 142, 224, 249]. Потоковый вариант метода прогонки основан на раздельной разностной аппроксимации одномерного уравнения непрерывности в форме (3.149) и развернутого выражения для вертикального потока ионов $n_i V_{iz}$, где V_{iz} дается выражениями (3.151)–(3.153). Этим обеспечивается большая точность вычисления дивергентного члена уравнения непрерывности и устраняются трудности, связанные с быстрым ростом коэффициента диффузии с высотой. Потоковый вариант особенно удобен при задании в качестве граничных условий значений потоков частиц.

Итерации в (3.193) предполагаются как по нелинейности исходных уравнений, так и по их связанности между собой. От по-

следних можно избавиться, решая уравнения системы (или часть из них — наиболее тесно связанные) не последовательно одно за другим, а совместно методом матричной прогонки, суть которого заключается в том, что все величины, входящие в (3.193), представляют собой матрицы.

Для построения оптимальных разностных сеток, учитывающих рост характерных масштабов явлений с высотой, используют замены независимой пространственной переменной или искомой функции в исходных уравнениях с последующей разностной аппроксимацией преобразованных уравнений на равномерной сетке по новой переменной или для новой функции. Например, при интегрировании моделирующих уравнений в дипольных координатах целесообразно от координаты q , отсчитываемой вдоль силовой линии геомагнитного поля, перейти к новой независимой безразмерной переменной x с помощью замены [249, 293]

$$x = \text{sh}(\Gamma q) / \text{sh}(\Gamma q_m), \quad (3.203)$$

где q_m — значение q на северном конце геомагнитной силовой линии; Γ — численный множитель, определяющий степень сгущения сетки по q при равномерном разбиении по x .

При интегрировании по вертикали в сферических координатах удобно перейти от координаты r к безразмерной переменной l с помощью соотношения

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{1}{\Delta r_l} \frac{\partial}{\partial l}, \quad (3.204)$$

где

$$\Delta r_l = \frac{r(l)}{N} l \ln \left(\frac{r_N}{r_0} \right), \quad (3.205)$$

или

$$r(l) = r_0 \exp \left(\frac{l}{N} \ln \frac{r_N}{r_0} \right), \quad (3.206)$$

r_0 и r_N — координаты верхней и нижней границы. В этом случае равномерной сетке по l соответствует экспоненциально нарастающий шаг по r .

При интегрировании уравнений для концентрации нейтральных частиц, экспоненциально убывающих с высотой, целесообразно осуществить замену искомой функции

$$n \rightarrow y = \ln n. \quad (3.207)$$

Выбор закона изменения шага интегрирования по высоте осуществляют обычно таким образом, чтобы в D - и E -областях он составлял 0,5—5 км, в области $F1$ и в окрестности максимума $F2$ -слоя — 10—20 км, в верхней части $F2$ -области — 50—100 км. Типичные шаги интегрирования по другим переменным: по широте — 2—10°, по долготе — 15°, по времени — 20 мин для спокой-

ных дневных условий и 2—5 мин для восходно-заходных периодов и возмущенных условий типа суббурь. Все эти цифры являются ориентировочными. Такие шаги обеспечивают обычно погрешность численного решения в пределах 10 %. Окончательный выбор шагов интегрирования в каждой конкретной задаче моделирования осуществляется путем численных экспериментов с последовательным дроблением шагов, проводимым до тех пор, пока решения не перестанут отличаться в пределах заданной погрешности.

Практическая реализация на ЭВМ алгоритмов численного решения системы моделирующих уравнений является наиболее трудоемкой частью задачи моделирования ионосферы. Большое число узлов сеточной области (10^4 — 10^5 по пространственным переменным в трехмерном случае), нелинейность уравнений, требующая итераций с запоминанием предыдущих приближений к неизвестным функциям, высокий порядок системы уравнений — все это приводит к нехватке оперативной памяти ЭВМ и необходимости использования внешних запоминающих устройств, обращение к которым значительно снижает скорость счета. Для самосогласованной трехмерной постановки задачи моделирования заряженной и нейтральной компонент ионосферной плазмы грубая оценка требуемого объема памяти ЭВМ (число узлов сетки, умноженное на число искомых величин) составляет около 10 Мбайт, из которых не менее 1 Мбайт должно размещаться в оперативной памяти ЭВМ. Приемлемые скорости счета при этом обеспечиваются при быстройдействии ЭВМ не менее 10^6 операций в секунду,

СОЛНЦЕ И МАГНИТОСФЕРА

Источником энергии для подавляющего большинства процессов, протекающих на Земле и в ее атмосфере, является Солнце, его излучение. Ионизация верхней атмосферы осуществляется жестким ультрафиолетовым (УФ) и рентгеновским излучением Солнца. На поведение ионосферы и на протекающие в ней процессы сильное влияние оказывает и корпускулярное излучение Солнца, непрерывно вытекающий из него поток плазмы, получивший название *солнечного ветра*, и его видоизменения — скоростные потоки и потоки высокоэнергичных частиц.

Земля обладает магнитным полем, защищающим ее от непосредственного контакта с солнечным веществом. При обтекании Земли солнечным ветром образуется граница, *магнитопауза*, разделяющая пространство на внешнюю часть, где главенствующую роль играет плазма солнечного ветра, и на внутреннюю часть, *магнитосферу*, в которой определяющую роль играет магнитное поле. Ниже приводятся краткие сведения о Солнце и его воздействии на верхнюю атмосферу Земли, как непосредственном, так и через процессы, возникающие в магнитосфере Земли.

4.1. Солнце

4.1.1. Общие сведения

Наблюдателю на Земле Солнце представляется диском с видимым диаметром примерно $32'$. Расстояние до Солнца (астрономическая единица) составляет почти 150 млн км, и радиус Солнца $R_{\odot}$, следовательно, близок к 0,7 млн км. Масса Солнца равна примерно $2 \cdot 10^{33}$ г; ускорение на его поверхности $\sim 2,74 \cdot 10^4$ см/с²; скорость отрыва, требуемая для преодоления тяготения (вторая космическая скорость), около 618 км/с. Солнце вращается в ту же сторону, что и Земля; ось вращения Солнца отклонена на $7,2^\circ$ от перпендикуляра к плоскости эклиптики и лежит в плоскости, которую Земля пересекает в сентябре и в марте; в сентябре к Земле повернута северная полусфера Солнца.

Солнце вращается не как твердое тело, его экваториальная

часть совершает оборот за 25 сут, это истинный или *сидерический* оборот. Из-за движения Земли по орбите для наблюдателя на Земле видимый (*синодический*) период представляется несколько большим — около 27 сут. По мере удаления от экватора скорость вращения Солнца уменьшается. Температура видимой поверхности Солнца (*фотосферы*) близка к 6 000 К; энергия солнечного излучения вблизи Земли (*солнечная постоянная*) составляет 1,35 кВт/м². Максимум спектральной плотности приходится на фотоны с энергией около 2 эВ, значительно меньшей, чем требуется для ионизации основных атмосферных газов (порядка 15 эВ); доля жестких квантов в излучении фотосферы Солнца совершенно ничтожна, излучение фотосферы практически не участвует в создании ионизации.

Яркость Солнца по его диску распределена неравномерно, уменьшаясь к краям. В спектре Солнца присутствуют темные фраунгоферовы линии поглощения. Оба эти факта свидетельствуют о существовании вокруг фотосферы более холодной атмосферы. По наблюдениям во время затмений установлено, что во внешних слоях Солнца — в *хромосфере* и *короне* температура заметно выше, чем в фотосфере; над фотосферой, следовательно, существует лишь тонкий слой, соответствующий минимуму температуры, над ним в интервале высот от нескольких сотен до нескольких тысяч километров над поверхностью Солнца (в хромосфере) температура возрастает и достигает 10⁶ К на границе с короной, самой внешней частью солнечной атмосферы, протяженность которой превышает радиус Солнца.

Плотность и температура в недрах Солнца много выше, чем в поверхностных слоях, и достигает значений порядка 160 г/см³ и 15·10⁶ К соответственно вблизи центра. В ядре Солнца, в сфере радиусом 0,25 $R_{\odot}$, где плотность превышает 20 г/см³, а температура ~ 8·10⁶ К, происходят ядерные реакции и выделяется энергия, необходимая для поддержания температуры Солнца и его излучения. Принимается, что Солнце в целом состоит по массе на 71 % из водорода и на 26,5 % из гелия; на остальные элементы приходится около 2,5 %. В ядре доля водорода несколько уменьшена.

Энергия, выделяющаяся в ядре, передается окружающим его слоям посредством излучения. С удалением от ядра температура постепенно уменьшается, и на уровне 0,85 $R_{\odot}$, где плотность понижена до ~ 10⁻² г/см³, а температура до ~ 0,5·10⁶ К, из-за возрастания вероятности восстановления электронных оболочек увеличивается поглощение излучения, затрудняющее лучистый теплообмен. Более эффективной становится передача тепла конвекцией. Наружный слой Солнца получил поэтому название *конвективной зоны*. Наличие вблизи поверхности Солнца быстрого движения огромных проводящих масс создает над поверхностью интенсивные акустические и электромагнитные поля, доставляющие энергию в верхние слои солнечной атмосферы и придающие им наблюдаемую высокую температуру и протяженность.

4.1.2. Солнечная активность

При хорошем разрешении на снимках поверхности Солнца видны *гранулы* — светлые образования, соответствующие потокам горячего газа, восходящим из подфотосферных слоев. Время жизни гранул измеряется минутами. Промежутки между гранулами заполнены более холодными спускающимися потоками. Иногда эти темные промежутки увеличиваются, образуя так называемые *поры*, характеризующиеся большим, чем у гранул, временем жизни. Пора может перейти в еще более устойчивое образование — в *пятно*. Пятно состоит из центральной темной части — *тени* и окружающей его более светлой полутени, в которой различимы многочисленные радиально расположенные прожилки. Форма полутени меняется при движении пятна по диску, указывая, что пятно является углублением в фотосфере. Меньшая яркость пятна по сравнению с фотосферой свидетельствует о более низкой температуре вещества в пятне. Плотность вещества в пятне также ниже, чем в окружающей фотосфере. В пятне всегда существует сильное магнитное поле; в его центре силовые линии направлены нормально к поверхности, у краев — наклонены.

Пятна часто встречаются *группами*; два из них являются основными, наиболее крупными, причем головное, ведущее по ходу их видимого движения по диску, и хвостовое пятна обладают противоположными магнитными полярностями — противоположным направлением нормальной компоненты в центре пятна. На фазе развития группы основные пятна окружены большим количеством мелких, на заключительной стадии остается одно головное пятно.

О существовании пятен на Солнце упоминается в древнекитайских и русских летописях, пятна наблюдал Галилей, используя построенный им телескоп, и эти наблюдения вызвали интерес к явлению, однако систематические наблюдения пятен начались в первой половине XIX в. Выполнявший их, цюрихский любитель-астроном Швабе установил, что число пятен периодически меняется. Появление и исчезновение пятен связано с существованием на Солнце некоторого особого процесса, получившего название *солнечной активности*. За меру интенсивности этого процесса может быть принято число пятен. Вольф, продолживший исследования Швабе, ввел для оценки активности Солнца специальный индекс, *число Вольфа*

$$W = k(f + 10g), \quad (4.1)$$

в котором f — число наблюдаемых пятен; g — число групп; k — нормирующий множитель, учитывающий различие в чувствительности используемых инструментов. Вольф по литературным данным восстановил среднемесячные значения чисел пятен в предшествующий период и составил их ряд, начиная с 1750 г. Было подтверждено существование цикличности солнечной активности и найдено, что средняя продолжительность цикла составляет при-

мерно 11 лет. В ходе цикла солнечной активности W меняется в пределах от единиц в годы минимума до 100—200 в годы максимума активности.

Другой особенностью солнечной активности, установленной Шперером, является то, что с ходом цикла широта пятен, возникающих на Солнце, систематически понижается. В начале цикла пятна возникают на гелиографических широтах 25—35°, к концу цикла или началу следующего их широта падает до 5—7°. Третья особенность циклического изменения солнечных пятен, найденная Хейлом, состоит в том, что во всех биполярных группах, возникающих в одной полусфере Солнца в течение одного цикла, знаки магнитного поля всегда одинаковы, причем знаки поля в головном и хвостовом пятнах всегда различны. Для северной полусферы Солнца в четных (по цюрихской нумерации) циклах головное пятно всегда имеет южную полярность, хвостовое — северную; в нечетных — наоборот. Полный цикл солнечной активности, следовательно, должен оцениваться в 22, а не в 11 лет, причем полный 22-летний цикл начинается с четного и заканчивается нечетным, как это установили М. Н. Гневышев и А. И. Оль [54].

4.1.3. Механизм циклических изменений

Неравномерность вращения Солнца, наличие относительного движения больших проводящих масс создают возможность генерации магнитного поля. Допустим, что на Солнце вследствие каких-то причин возникло магнитное поле с силовыми линиями, лежащими в меридиональной плоскости. В том месте, где силовые линии этого поля пересекают экватор, они, будучи вморожены в проводящую солнечную плазму, будут приобретать большую скорость, чем высокоширотные участки тех же силовых линий. Вектор магнитного поля, если он первоначально был перпендикулярен экваториальной плоскости, начнет наклоняться, стремясь стать параллельным экватору, а силовые линии начнут наматываться на Солнце. Густота силовых линий, проходящих по телу Солнца, будет возрастать, что означает возрастание напряженности поля.

Частицы, влетающие извне в участок наиболее сильного поля, будут выталкиваться из него, смещаясь при этом в направлении, перпендикулярном полю, и создавая ток, усиливающий магнитное поле в той части пространства, откуда отразилась частица, и уменьшая поле в остальном пространстве. В результате этого процесса силовые линии магнитного поля стягиваются в трубку, магнитное давление в которой будет в состоянии противостоять давлению окружающего газа даже при малой плотности находящейся в ней плазмы.

Продолжающийся процесс возрастания магнитного потока в трубке в какой-то момент приведет к нарушению равновесия. Равновесие предполагает равенство суммарных (газового и магнитного) давлений снаружи и внутри трубки, определяющее ее

диаметр, а также равенство силы, созданной максвелловскими натяжениями (см. п. 1.2.4) и направленной к центру кривизны, т. е. стремящейся сдвинуть трубку вглубь Солнца, и силы Архимеда, стремящейся вытолкнуть легкую трубку из более тяжелого вещества Солнца. Нарушение равновесия приводит к всплыванию трубки и ее разрыву из-за падения наружного давления.

Разрыв трубки, всплывшей на поверхность Солнца, означает появление биполярной группы пятен с головным пятном, связанным силовыми линиями с экваториальной частью Солнца, и с хвостовым пятном, связанным с его приполюсной частью. Естественно при этом, что полярность хвостового пятна обратна полярности приполюсного поля, а полярность головного пятна совпадает с ним. При вращении Солнца головное пятно будет увлекаться экваториальной частью Солнца, а хвостовое пятно будет притягиваться сокращающимися силовыми линиями к полюсу и создаст там поле, обратное по знаку первоначальному. Процесс объясняет периодичность появления и исчезновения пятен: в начале цикла происходит усиление магнитного поля внутри Солнца за счет неравномерного вращения, с образованием пятен начинается обратный процесс — разрушение силовых трубок. После разрыва трубки и образования пятна процесс усиления магнитного поля возможен только на участке между головным пятном и экватором, поэтому следующий разрыв произойдет на широте, меньшей широты головного пятна; широта пятен поэтому уменьшается с развитием цикла.

4.1.4. Солнечная корона

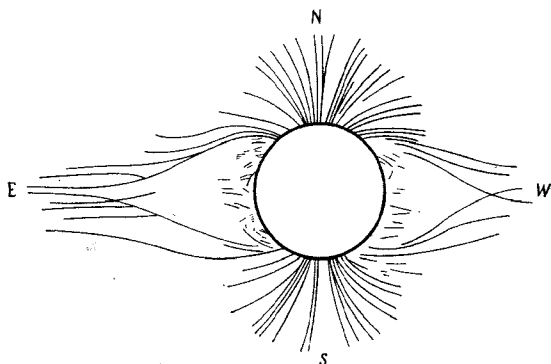
Корона Солнца ранее наблюдалась только в редкие мгновения полных солнечных затмений, в настоящее время возможны ее непрерывные наблюдения с помощью внезатменных коронографов. Форма короны меняется с циклом активности: в эпоху максимума корона имеет сравнительно округлую форму с многочисленными лучами, выходящими по всем направлениям. В эпоху минимума протяженные лучи выходят с широт не выше 60° и стягиваются к экватору, образуя причудливые формы, напоминающие шлемы. В полярных областях появляются короткие лучи, располагающиеся перпендикулярно к поверхности фотосферы и напоминающие щеточку (рис. 4.1). Все эти особенности структуры короны отражают геометрию солнечного магнитного поля.

По характеру спектра корону подразделяют на внешнюю, спектр которой совпадает со спектром фотосферы, и на внутреннюю с отличающимся спектром. Внешняя часть сияния, окружающего Солнце, создается рассеянием на пылинках и является поэтому ложной короной. Спектр внутренней короны отличается от спектра Солнца отсутствием линий поглощения и наличием некоторых, характерных только для него эмиссионных линий. Основная, фоновая часть спектра — континуум — создана рас-

сеянием на электронах. Отсутствие фраунгоферовых линий объяснимо тем, что тепловые скорости рассеивающих электронов чрезвычайно велики и расширенные при рассеянии линии поглощения перестают быть наблюдаемыми. По интенсивности света, рассеянного на электронах, оценивается их концентрация в короне; в эпоху максимума концентрации возрастает примерно вдвое.

Среди эмиссионных линий наиболее яркими являются красная ($6374 \text{ \AA}$) и зеленая ($5303 \text{ \AA}$); с ростом активности яркость зеленой

Рис. 4.1. Корона в эпоху минимума солнечной активности [114]



линии возрастает быстрее яркости красной. После длительных поисков было установлено, что линии принадлежат девяти- и тринадцатикратно ионизованному железу с потенциалами ионизации 235 и 355 эВ соответственно. Отождествление этих линий явилось доказательством чрезвычайно высокой температуры короны. Напомним, что как единица энергии 1 К соответствует $8,617 \cdot 10^{-5}$ эВ, и, следовательно, указанным потенциалам отвечают температуры в миллионы градусов. При дальнейшем повышении активности усиливается яркость желтой линии ($5694 \text{ \AA}$), принадлежащей четырнадцатикратно ионизованному кальцию и характеризующейся потенциалом ионизации в 820 эВ. Изменения в спектре свидетельствуют, что с ростом активности возрастает не только концентрация электронов в короне, но и ее температура.

Радиоизлучение Солнца. В короне при типичной для нее высокой температуре существуют интенсивные плазменные колебания и радиоизлучение на частоте этих колебаний. Поскольку эта частота прямо связана с электронной концентрацией, а последняя может быть определена по интенсивности рассеянного света, то по частоте принятого радиоизлучения может быть определено положение излучателя — области в короне, где возбуждаются особо интенсивные колебания.

Всплески радиоизлучения подразделяют на типы [245]: I — шумовые бури, характеризующиеся кратковременным повышением интенсивности в широком диапазоне частот; II — интенсивные всплески с длительностью до десятка минут и с медленным пони-

жением частоты, свидетельствующим о движении возбуждающего агента через корону с умеренно высокой (в сотни км/с) скоростью; III — кратковременные возрастания интенсивности в широкой полосе частот с быстрым понижением центральной частоты, соответствующим движению с релятивистской скоростью; IV — всплески излучения с круговой поляризацией, приписываемые циклотронному излучению плазмы. Наблюдались и другие виды всплесков, например, U-образный, являющийся разновидностью всплеска III типа, но с частотой, проходящей через минимум. Регистрация спектров радиоизлучения, таким образом, может дать информацию о движении потоков плазмы через корону. Поскольку суммарный поток радиоизлучения определяется концентрацией электронов в короне и их температурой, возрастающими с ростом солнечной активности, поток радиоизлучения может быть использован для оценки уровня солнечной активности.

Корональные дыры. На фотографиях Солнца в рентгеновских лучах, полученных впервые внеатмосферной обсерваторией на спутнике «Скайлэб», было обнаружено неравномерное свечение короны, местами ослабленное до $\sim 70\%$ по сравнению с другими участками. Эти места ослабленного свечения получили название корональных дыр [208, 245]. Концентрация электронов в них понижена примерно втрое, а температура не превышает $(0,6—0,8) \cdot 10^6$ К. Наблюдения велись на спаде 20-го цикла, корональные дыры оказались устойчивыми, продолжительность их жизни превышала пять оборотов Солнца, общая площадь дыр была оценена примерно в 20% площади Солнца, из нее около 15% пришлось на приполюсные области. Устойчивые дыры находятся у полюсов, но на некоторых долготах они опускаются в виде языков в низкие гелиографические широты. В низких широтах наблюдались и отдельные изолированные дыры, их время жизни, однако, оказалось малым. Период вращения дыр, находящихся на разных широтах, оказался одинаковым, их вращение — твердотельным. Дальнейшие наблюдения показали, что в эпоху максимума дыры исчезают.

В формировании короны, как уже неоднократно отмечалось, большую роль играет магнитное поле. Естественно полагать, что над биполярными структурами силовые линии образуют магнитные ловушки, содержащие захваченную плазму. Структуры с силовыми линиями, обоими концами уходящими в Солнце, должны задерживать плазму, препятствовать ее уходу из короны. С такими структурами следует связывать *корональные конденсации* — области повышенной плотности плазмы, в которых повышена яркость корональных линий и возможна генерация всплесков радиоизлучения IV типа. Между биполярными структурами, особенно если они обращены друг к другу одноименными полюсами, могут возникнуть униполярные области с силовыми линиями, не возвращающимися к Солнцу, по крайней мере через ближайшие его участки. В этих униполярных областях магнитное поле не препятствует истечению вещества, и можно ожидать

поэтому, что именно в них плотность и температура окажутся ниже, чем над остальной поверхностью Солнца. Это дает основание полагать, что корональные дыры связаны с униполярными областями Солнца и располагаются над ними.

4.2. Геоактивная радиация Солнца

4.2.1. Коротковолновое излучение Солнца

Среди атмосферных газов наименьшим потенциалом ионизации (9,25 эВ, эквивалентным длине волны $\lambda = 1340 \text{ \AA}$) характеризуется окись азота NO, присутствующая в атмосфере Земли в сравнительно малом количестве, но играющая важную роль в ионообразовании нижней ионосферы, так как вблизи указанного предела находится линия L_α ($\lambda = 1216 \text{ \AA}$), интенсивность которой более чем на два порядка превышает интенсивность других линий и которая способна ионизовать только NO. Потенциалы ионизации остальных атмосферных компонент выше, чем у NO (см. далее табл. 6.1), и предельная длина волны ионизирующего излучения для них меньше требуемой для ионизации NO. Ионизирующим поэтому будем считать излучение с $\lambda \leq 1340 \text{ \AA}$.

На состояние атмосферы Земли влияет и более длинноволновое излучение, поглощаемое атмосферными газами. Особенно важной для формирования химического состава и теплового режима земной атмосферы является фотодиссоциация молекулярного кислорода (см. разд. 5.4), порог диссоциации которого составляет 5,11 эВ ($\lambda = 2424 \text{ \AA}$).

Вопрос о зависимости интенсивности линий коротковолнового излучения Солнца от солнечной активности неоднократно исследовался многими авторами, но окончательные количественные закономерности еще не установлены. Удобной мерой активности является регулярно измеряемый (в единицах $10^{-22} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$) поток солнечного радиоизлучения на волне 10,7 см ($F_{10,7}$). С его увеличением в среднем возрастают и потоки ионизирующего излучения, однако связь между ними и $F_{10,7}$ оказалась сложной, нелинейной и различной для разных участков спектра [185], изменяющейся, по-видимому, и от цикла к циклу. Подробные спектры солнечного ионизирующего излучения при различных уровнях потока $F_{10,7}$ приведены в [89]; считается, однако, что они дают заниженные (примерно в 2 раза) значения интенсивностей.

В табл. 4.1 приведены значения потоков фотонов и энергии в спектральных интервалах шириной $50 \text{ \AA}$ для излучения короче $2000 \text{ \AA}$, измеренные при двух уровнях солнечной активности: в июле 1976 г. ($F_{10,7} = 65 \text{ (A)}$) и в феврале 1979 г. ($F_{10,7} = 200 \text{ (B)}$) [615].

Таблица 4.1

Потоки фотонов и энергии солнечного излучения при низкой (А) и высокой (В) солнечной активности [615]

Длина волны, Å	Поток фотонов, $10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$		Поток энергии, $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	
	А	В	А	В
0—50	0,029	0,256	0,015	0,139
50—100	0,383	1,157	0,104	0,324
100—150	0,135	0,343	0,021	0,054
150—200	1,856	5,431	0,206	0,598
200—250	0,895	3,820	0,078	0,339
250—300	1,242	8,055	0,90	0,586
300—350	7,101	19,55	0,460	1,246
350—400	0,951	3,591	0,052	0,196
400—450	0,393	0,993	0,019	0,047
450—500	0,624	2,241	0,026	0,092
500—550	0,540	1,579	0,021	0,060
550—600	2,887	7,528	0,100	0,259
600—650	2,125	4,962	0,067	0,158
650—700	0,221	0,452	0,006	0,013
700—750	0,556	1,135	0,016	0,032
750—800	2,089	4,844	0,053	0,124
800—850	1,900	4,919	0,045	0,118
850—900	4,323	12,97	0,098	0,293
900—950	3,848	11,11	0,083	0,241
950—1000	6,548	14,90	0,133	0,303
1000—1050	8,778	24,36	0,169	0,470
1050—1100	3,033	6,024	0,056	0,111
1100—1150	0,769	1,650	0,014	0,029
1150—1200	2,783	6,156	0,047	0,104
1200—1250	350,0	874,9	4,985	14,29
1250—1300	4,140	10,57	0,065	0,165
1300—1350	12,85	27,86	0,193	0,418
1350—1400	7,509	18,69	0,108	0,269
1400—1450	10,46	23,46	0,146	0,327
1450—1500	16,22	30,38	0,218	0,409
1500—1550	29,84	53,86	0,388	0,699
1550—1600	40,22	67,29	0,508	0,850
1600—1650	55,92	91,55	0,683	1,117
1650—1700	130,8	195,8	1,549	2,320
1700—1750	225,1	295,8	2,592	3,407
1750—1800	356,9	433,3	3,991	4,845
1800—1850	605,3	732,9	6,589	7,979
1850—1900	777,1	906,1	8,225	9,590
1900—1950	1084	1264	11,18	13,04
1950—2000	1649	1923	16,58	19,33

4.2.2. Солнечный ветер

Скорости убегания с поверхности Солнца в 618 км/с соответствует энергия протона ~ 2 кэВ, и, следовательно, средняя энергия для пары частиц протон—электрон, связанных требованием квазинейтральности, составляет ~ 1 кэВ, чему, в свою очередь, соответствует эквивалентная температура $\sim 10^7$ К. Эта темпера-

тура много выше реально наблюдаемой температуры фотосферы, и вероятность убегания частиц с поверхности Солнца следует признать малой. С увеличением высоты над поверхностью Солнца гравитационный барьер по энергии убывает как первая степень расстояния, а температура в короне не ниже 10^6 К, поэтому в короне различие между реально наблюдаемой энергией частиц и энергией, требуемой для их убегания, уменьшается, и начиная с какой-то высоты убегание становится вероятным. Солнечную корону на этой и больших высотах уже надо считать расширяющейся, с потоками, вытекающими из Солнца.

Открытие высокой температуры короны привело Чепмена к выводу, что ее размеры должны превышать астрономическую единицу и что Земля находится внутри расширяющейся короны. Паркером и другими исследователями (см., например, [275]) выполнены расчеты условий вытекания плазмы из солнечной короны. Вытекающий поток Паркером был назван *солнечным ветром*, и это название прочно закрепилось. Измерения состава, температуры, плотности и скорости течения солнечного вещества производились неоднократно и публиковались в бюллетенях типа [581]. Концентрация частиц в солнечном ветре составляет $1-10$ см⁻³. Найдено, что скорость солнечного ветра в спокойные периоды близка к 300 км/с, во время возмущений она увеличивается до 700 км/с и выше. Средняя температура протонов порядка 10^5 К, в то время как температура электронов, оцениваемая по различным косвенным данным, в 1,5—3 раза превышает ее [26].

Магнитное поле, переносимое солнечным ветром. Магнитное поле, существовавшее в короне в момент истечения из нее плазмы, должно быть в силу вмороженности унесено потоком плазмы, и силовые линии поля должны вытянуться вдоль движения потока, оставаясь при этом скрепленными своими концами с телом вращающегося Солнца. В результате силовые линии межпланетного магнитного поля (ММП) принимают форму спиралей подобно струе из вращающегося шланга. Форма струи или фронта потока, истекающего из вращающегося источника, определяется соотношением между скоростью радиального истечения и линейной скоростью вращения на данном расстоянии. У орбиты Земли скорость солнечного ветра и линейная скорость вращения, соответствующая угловой скорости вращения Солнца, примерно одинаковы. Поэтому угол между силовой линией ММП и линией Солнце—Земля должен быть близок к 45° . Наблюдения подтверждают это, средняя величина ММП по данным спутников составляет 5—6 нТл, вектор ММП в среднем отклонен на угол 45° от направления на Солнце к западу, т. е. к утренней полусфере Земли, или от антисолнечного направления — к востоку, к вечерней полусфере.

Важной особенностью ММП является его *секторная структура*. Установлено, что два возможных направления ММП, к востоку от антисолнечного направления или обратное, сравнительно

устойчивы, особенно в эпоху минимума активности. Они существуют, как правило, в течение нескольких дней и, что особенно важно, повторяются при следующем обороте Солнца, т. е. через 27 сут. Отсюда можно заключить, что в межпланетном пространстве существуют устойчивые секторы, магнитное поле которых можно характеризовать одновременно положительными или одновременно отрицательными радиальной B_x и азимутальной B_y компонентами в солнечно-эклиптической системе координат [226] с осью x , направленной на Солнце, осью y — к вечерней стороне Земли и осью z — к северу перпендикулярно плоскости эклиптики. В первом случае сектор отмечается как положительный, во втором — как отрицательный.

В эпоху минимума активности секторная структура наиболее устойчива. В это время в высокоширотной части короны видны «щечочки» силовых линий общего магнитного поля Солнца. В низких широтах корона одета в «шлемы», структуры типа дуги, из вершин которых вытягиваются длинные, радиально направленные лучи. Эти структуры создаются магнитным полем; вблизи источников магнитного поля — пятен силовые линии, соединяющие области с противоположной магнитной полярностью, изогнуты в виде дуг, они охватывают и удерживают плотную плазму. Это возможно, если плотность кинетической энергии частиц плазмы не превышает плотность энергии магнитного поля, т. е. параметр β , равный отношению этих величин, меньше 1. При удалении от источников магнитного поля величина последнего уменьшается, и соответственно β возрастает. При $\beta > 1$ магнитное поле уже не сможет препятствовать течению вещества плазмы; потоки плазмы, обтекающие область сильного магнитного поля, будут смыкаться над нею для дальнейшего течения от Солнца. При этом потоки, обошедшие сильное магнитное поле с противоположных сторон, будут нести с собою противоположно направленные магнитные поля. При дальнейшем течении потоки с противоположными полями сблизятся и между ними обязательно должен возникнуть токовый слой, нейтральный в магнитном отношении. Так как в последнем отсутствует магнитное давление, то давление плазмы в нем, а следовательно, и ее плотность должны быть повышены.

Вблизи Солнца токовый слой становится наблюдаемым в виде корональных лучей, но он может существовать и на достаточно большом расстоянии от Солнца, превышающем расстояние до Земли. Этот токовый слой не обязан быть плоским, скорее он образует неровную, гофрированную поверхность, отклоняющуюся от плоскости эклиптики в обе стороны, в северное и в южное полупространства, разделяя области с различным направлением силовых линий — к Солнцу и от него.

Поскольку Солнце вращается, заставляя вращаться и токовый слой, то складки на этом токовом слое должны, как и силовые линии ММП, изогнуться по спиральям. Смена секторов означает пересечение Землей токового слоя при его вращении вслед за

Солнцем. При переходе от нечетного цикла активности к четному магнитная полярность Солнца становится такой же, как и у Земли: силовые линии выходят из южной полусферы и входят в северную. Положительному сектору ММП, следовательно, соответствует нахождение Земли в полупространстве, непосредственно соединяющемся с южным полюсом Солнца, т. е. под токовым слоем, к югу от него. Смена секторов, переход к отрицательному сектору означает пересечение токового слоя и выход в полупространство к северу от него. В период перехода от четного цикла к нечетному, в конце четного — картина обратная.

Высокоскоростные потоки. Спокойный солнечный ветер иногда сменяется потоками, скорость которых заметно (до двух раз) превышает скорость спокойного течения. Смена потоков, их столкновение, когда быстрый поток догоняет более медленный, приводят к нарушению установившейся структуры течения. Может возникнуть ударная волна, на фронте которой претерпевают резкие изменения все параметры течения. Деформируется при этом и переносимое потоком магнитное поле. В установившемся спокойном течении оно характеризуется силовыми линиями, имеющими форму спиралей и располагающимися в плоскости течения, параллельной или слегка наклоненной к плоскости эклиптики. При столкновении могут возникнуть волны, при которых вектор ММП перестанет быть параллельным плоскости эклиптики и появится меняющаяся компонента поля, перпендикулярная к этой плоскости. Как будет видно из дальнейшего, появление компоненты магнитного поля, направленной к южному полупространству, увеличивает магнитосферное электрическое поле и скорость конвекции в магнитосфере, а это, в свою очередь, приводит к возникновению магнитосферных суббурь. Если в потоке при столкновении образовался ряд волн с неоднократным поворотом вектора ММП к югу, то это может вызвать последовательность суббурь, представляющую собою магнитную бурю, или по крайней мере — активный период, период неспокойного геомагнитного поля.

Измерения, выполненные с помощью спутников (см., например, [7, 26, 74]), выявили связь изменений параметров межпланетной плазмы и геомагнитной активности со сменой секторов ММП. Найдено, что скорость течения, напряженность ММП и уровень геомагнитной активности возрастают при смене знака сектора, достигая максимальных значений через 1—2 дня после смены секторов. Далее следует их постепенное возвращение к невозмущенным значениям. Несколько иначе ведет себя концентрация плазмы: она резко возрастает при смене знака сектора, проходя через максимальное значение в первый день смены, далее резко падает, проходит через минимум на третий-четвертый день и лишь затем возвращается к первоначальному значению.

Возрастание плотности при смене секторов можно связать как с прохождением токового слоя с повышенной плотностью, так и со сжатием плазмы в месте контакта нагоняющего быстрого

потока с предшествующим медленным. Последующее падение плотности может быть связано с тем, что концентрация в быстром потоке может быть и ниже, чем в медленном, поскольку при фиксированной мощности источника, количества выбрасываемого им вещества постоянным остается поток, равный произведению его плотности на скорость.

Связь между сменой знака сектора и приходом скоростного потока вероятностная, реализующаяся не в каждом случае. Смена знака сектора может и не сопровождаться магнитной бурей, и наоборот, магнитные бури иногда возникают в середине сектора (иллюстрации этого можно найти в выпусках типа [6]). Четкость связи секторов с геомагнитной активностью велика в годы минимума и уменьшается в фазу максимума. Прослеживание путей скоростных потоков от земной орбиты, где они были зафиксированы, назад к Солнцу, выполнявшееся различными исследователями, привело их к выводу, что в большинстве случаев источник скоростного потока располагается в униполярной области, в корональной дыре.

4.2.3. Солнечные вспышки

В середине прошлого века Кэррингтон, наблюдая прохождение по диску Солнца большой группы пятен, заметил внезапное увеличение яркости участка солнечной поверхности вблизи одного из пятен. Через сутки на Земле возникла сильнейшая магнитная буря. Последующие наблюдения показали, что процессы на Солнце и в его атмосфере, сопровождающиеся взрывным выделением энергии, происходят сравнительно часто, хотя количество выделяемой энергии обычно значительно меньше, чем в случае, описанном Кэррингтоном. Вспышки умеренной и малой интенсивности легче всего выявляются при наблюдении в свете центральной части какой-либо фраунгоферовой линии, обычно линии H_{α} , поскольку в линиях поглощения ослаблено непрерывное излучение фотосферы: центральные части фраунгоферовых линий формируются излучением хромосферы и несут информацию о ее состоянии. Вспышки, следовательно, представляют собою взрывной процесс, возникающий над фотосферой, в верхних слоях атмосферы Солнца.

По степени интенсивности, оцениваемой площадью участка повышенной температуры, вспышки подразделяются на субвспышки и вспышки 1—4 баллов: балл 1 — с площадью от 100 до 250 миллионных долей полусферы (м. д. п.), балл 3 — от 600 до 1200 м. д. п. [245]. Возможна и иная классификация вспышек. Число вспышек выявляет 11-летнюю периодичность и меняется с циклом примерно как и число пятен. Число вспышек балла 1 достигает в годы максимума 500 в год, балла 2 и выше — на порядок меньше.

Вспышки возникают на участках со сложной конфигурацией магнитного поля и обычно приурочены к нулевой линии, разделяющей поля с противоположными полярностями. Иногда они

развиваются в виде двух лент по обе стороны от нулевой линии. Пространственная близость вспышек к этой линии дает основание полагать, что внезапное выделение энергии связано с разрушением токового слоя, разделяющего противоположно направленные магнитные поля, и с переходом энергии магнитного поля в кинетическую энергию частиц. Если этот процесс возникает в области замкнутых силовых линий, обоими концами уходящих в фотосферу, то высвобождающаяся энергия передается плазме, находящейся под силовыми линиями и не имеющей возможности покинуть Солнце. Частицы высоких энергий из области разогрева — области распада токового слоя инжектируются в направлении к Солнцу и передают свою энергию нижним, более плотным слоям.

Вспышка сопровождается резким увеличением потока солнечного ультрафиолетового и рентгеновского излучения и радиовсплеском IV типа. Если развитие неустойчивости происходит в токовом слое, разделяющем незамкнутые силовые линии, соединяющие фотосферу с солнечным ветром, то вспышка сопровождается еще и выбросом из Солнца энергичных частиц с энергиями в диапазоне 1—100 МэВ. Такая вспышка классифицируется как протонная.

Энергия, выделяемая при интенсивных вспышках, может достигать 10^{32} — 10^{33} эрг, что при продолжительности развития вспышки, измеряемой минутами, составляет мощность процесса порядка 10^{29} эрг/с. Эта мощность, огромная сама по себе, все же мала по сравнению с общим энерговыделением Солнца, оцениваемым как $4 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Вспышки, следовательно, не влияют на общий поток энергии Солнца. Однако поскольку дополнительное энерговыделение при вспышке создается областями, нагретыми до существенно более высокой, чем фоновая, температуры, то во время вспышки значительно возрастает поток в УФ и особенно в рентгеновской области, т. е. поток ионизирующего излучения, приводя к так называемым *внезапным ионосферным возмущениям* (ВВВ).

Различают импульсную ($t \sim 2,5$ мин) и медленную ($t > 20$ мин) компоненты вспышек, излучаемые из областей Солнца с температурой в 10^4 — 10^6 и $(1-30) \cdot 10^6$ К соответственно. В первой доминирует усиление УФ ($\lambda = 9 \div 100$ нм) и жесткого рентгеновского излучения ($\lambda < 0,1$ нм), во второй — усиление мягкого рентгеновского излучения ($\lambda \sim 0,1 \div 9$ нм) [359]. Интенсивность рентгеновского излучения во время сильных вспышек возрастает в десятки и сотни раз, в гораздо большей степени, чем интенсивность УФ-излучения, возрастающая на десятки (максимум на 200) процентов, и длительность вспышки в рентгеновском диапазоне (~ 1 ч) обычно выше, чем в УФ (~ 15 мин). В УФ-излучении максимум вспышки достигается обычно за несколько минут до начала вспышки в линии H_{α} [159]. Для состояния атмосферы Земли существенно также то, что вспышка может сопровождаться выбросом энергичных протонов, приход которых

к Земле резко меняет свойства приполюсной ионосферы, вызывая явление, получившее название *поглощения в полярной шапке* (ППШ).

Замечено [187], что геоэффективность протонных вспышек, возникших на западном краю солнечного диска, заметно выше, чем эффективность вспышек восточного края. Вспышки на западном краю в отличие от «восточных» характеризуются, кроме того, малым временем пробега энергичных протонов и четко очерченной зоной попадания — зоной развития ППШ. Эти особенности указывают на влияние ММП на распространение частиц: окрестность Земли соединена силовыми линиями ММП с западным краем Солнца, и это делает возможным прямой приход частиц, направляемых магнитным полем, от «западных» вспышек. При вспышке на восточном краю основной поток частиц проходит мимо Земли, и попасть на нее могут только частицы, претерпевшие рассеяние на различных неоднородностях, диффундировавшие в межпланетном пространстве.

Прямые ионосферные эффекты солнечных вспышек (ВИБ и ППШ), а также другие возмущения в ионосфере, связанные с проявлениями солнечной и геомагнитной активности, рассматриваются в гл. 8. Геомагнитные эффекты солнечной активности и полярные сияния обсуждаются в следующих разделах настоящей главы.

4.3. Геофизические проявления солнечной активности

4.3.1. Геомагнитные вариации

Спокойная суточная вариация геомагнитного поля (S_q -вариация). Солнечное излучение, ионизуя и нагревая атмосферу Земли, создает в ней проводящие слои — ионосферу и генерирует движения атмосферы — ветры, которые, в свою очередь, увлекают в динамо-области ионосферы ионы и заставляют их двигаться в горизонтальном направлении, оставляя электроны привязанными к геомагнитному полю (см. п. 1.2.6, 1.2.7). Возникают токи, которые изменяют геомагнитное поле, создают геомагнитные вариации. Электрическое поле, необходимое для генерации токов, может быть создано как упомянутым выше динамо-действием ветров, так и процессами в магнитосфере с последующим перенесением созданного там поля в ионосферу по высокопроводящим силовым линиям геомагнитного поля. В спокойных условиях днем на широтах 40—60° северная составляющая (направленная на север) геомагнитного поля уменьшается, в низких широтах — возрастает. Такие ее изменения, равно как и наблюдаемые изменения восточной составляющей могут быть объяснены существованием в ионосфере на дневной стороне горизонтального токового вихря, расположенного между экватором и высокими широтами, с током, протекающим, если смотреть сверху, против часовой

стрелки в северном полушарии и по часовой стрелке — в южном. Амплитуда суточной вариации геомагнитного поля подвержена циклическому изменению и возрастает с ростом солнечной активности.

Геомагнитные возмущения. Геомагнитными возмущениями будем называть нарушения спокойного суточного хода, наиболее интенсивные возмущения определяются как *магнитные бури*. Их принято подразделять на два вида: *вспышечные* и *рекуррентные*, связанные с устойчивыми скоростными потоками и выявляющие тенденцию к повторению через 27 сут. Осреднение изменений магнитного поля по времени, отсчитываемому от начала бури, выявляет вариацию, названную *шторм-тайм вариацией* (D_{st}). Она характеризуется возрастанием северной компоненты в *начальную фазу* бури и ее уменьшением в последующую, *главную фазу*. Возрастание поля часто имеет вид скачка, с которого начинается возмущение. Бури, в которых этот скачок отчетливо выражен, получили название *бурь с внезапным началом* (SC). Увеличенное значение поля после скачка длится 1—6 ч до наступления главной фазы, характеризуемой прежде всего возникновением резких изменений магнитного поля, первоначально принятых просто за флуктуации. С началом этих изменений среднее значение северной составляющей уменьшается в течение 3—12 ч и остается пониженным к концу активного периода. В следующую фазу, фазу восстановления, когда флуктуации уже затихли, среднее значение поля медленно (в течение от нескольких часов до нескольких суток) возвращается к норме.

Описанные части бури типичны, но не обязательны; редко, но встречаются бури, состоящие из одной начальной фазы, чаще встречаются бури, начинающиеся без начальной фазы сразу с флуктуаций, амплитуда которых возрастает со временем; они определяются как *бури с постепенным началом* (G). Наличие внезапного начала характерно для вспышечных бурь, возникающих через сутки или несколько суток после интенсивной вспышки на Солнце, обычно балла 3. Эти бури вызываются приходом плотного облака корпускул, выброшенного из Солнца во время вспышки. Скоростью этого потока определяется время задержки начала бури относительно вспышки в лучах H_α . Для рекуррентных бурь, как правило, характерно постепенное начало.

Биркеланд, еще в начале века исследовавший возмущения магнитного поля, рассматривал резкие изменения магнитного поля во время бури не как случайные флуктуации, а как особые явления со своими четкими закономерностями, проявляющимися, в частности, в том, что в вечерние часы полярными обсерваториями регистрируются только положительные возмущения — увеличения северной составляющей геомагнитного поля, а в утренние — только ее уменьшения. Эти возмущения были названы им полярными положительными и отрицательными бурями соответственно. Поле магнитной бури принято подразделять на части в соответствии с вызывающими их причинами, которые будут обсуждаться ниже.

торе обе струи существуют одновременно, расходясь по широте. Восточная электроструя, пришедшая с вечерней стороны, проходит экваториальнее, по меньшим широтам, чем западная струя, пришедшая с утренней стороны.

Район встречи струй получил название *разрыва Харанга*. Он замечателен тем, что обсерватории, расположенные к западу от него, находящиеся в вечернем секторе, регистрируют только положительные магнитные возмущения с увеличением северной компоненты магнитного поля. По форме записи на обычной магнитограмме такие возмущения получили название бухтообразных. Восточнее разрыва Харанга на станциях, находящихся в ночном и утреннем секторах, регистрируются только отрицательные бухты. Размер приполюсной области, обтекаемой электроструями, зависит от уровня магнитной активности, увеличиваясь с ее ростом. Так как линия, разделяющая струи, наклонена по отношению к меридиану, то с ростом активности смена положительных вечерних возмущений утренними сдвигается на более ранние часы.

Рассматриваемые токовые струи должны замыкаться; это может быть осуществлено токами растекания в ионосфере. Биркеланд предположил, что замыкание происходит посредством вертикальных токов у концов струй; такие замыкающие токи получили название биркеландовских. Измерения, выполненные в космическом пространстве, подтвердили существование в нем токов, протекающих вдоль магнитного поля, так называемых *продольных токов*, однако они оказались примыкающими к боковым сторонам электроструй.

Трудность решения вопроса о пространственном распределении токов состоит в следующем. Если на тонкую проводящую ионосферу сверху падает линейный вертикальный ток, то педерсеновские токи растекания создадут магнитное поле, в точности уничтожающее под ионосферой магнитное поле падающего на нее полубесконечного тока. Это непосредственно следует из уравнений Максвелла, записанных в интегральной форме. Вертикальный падающий ток внесет заряд в место своего втекания в ионосферу и создаст в ней радиальное электрическое поле. Это поле вызовет помимо радиально растекающихся токов Педерсена также и токи Холла, магнитное поле которых под ионосферой не компенсируется полем питающего вертикального тока и, следовательно, наблюдается.

В токовой струе, питаемой с боков продольными токами, возникают перпендикулярные к ней электрическое поле и токи Педерсена, не создающие вместе с питающим током магнитное поле под ионосферой. Возникает и ток Холла, протекающий вдоль струи, между питающими токовыми слоями, замыкающимися в магнитосфере. Этот пространственно ограниченный ток Холла и создает под ионосферой магнитное поле, воспринимаемое как поле токовой струи.

4.3.2. Полярные сияния

Наблюдения полярных сияний, «авроры» — свечения высокоширотной ионосферы на высотах 100—150 км, возбуждаемого вторжением в атмосферу энергичных частиц и сопровождающего магнитные возмущения, велись с давних пор, однако по этим наземным наблюдениям было очень трудно составить планетарную картину свечения, поскольку поле зрения одного наблюдателя

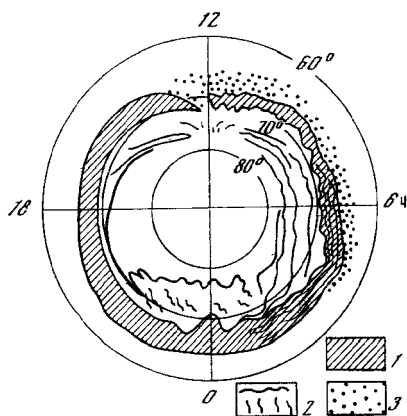


Рис. 4.3. Зона полярных сияний [286]

1 — диффузные сияния, 2 — дуги, 3 — пульсирующие пятна

ограничено: из отдельной точки Земли видна лишь весьма малая часть общей картины, к тому же быстро меняющейся во времени. Для наблюдения полярных сияний обычно используют «камеру всего неба», фотографирующую выпуклое зеркало, в котором отражается весь небосвод. Из сопоставления большого числа таких фотографий Я. И. Фельдштейну и Г. В. Старкову [246, 262] удалось получить картину пространственного распределения сияний. Область, занимаемую полярными сияниями, они определили как овал полярных сияний или *авроральный овал*. Было найдено, что этот овал окружает геомагнитный полюс, приближаясь к нему на дневной стороне (достигает геомагнитной широты $\sim 78^\circ$) и удаляясь от него на ночной ($\Phi \sim 68^\circ$). С ростом геомагнитной возмущенности овал расширяется к экватору.

В наше время нет необходимости выполнять кропотливую и трудоемкую работу по сопоставлению множества фотографий; фотографирование всей высокоширотной области с находящимися над нею полярными сияниями может быть выполнено с помощью спутников. Типичной является следующая картина (рис. 4.3): на приполюсной стороне овала в вечернем, ночном и утреннем секторах видны вытянутые приблизительно вдоль параллелей тонкие ленты ярких дискретных сияний. На дневной стороне дуги сияния веером расходятся (или наоборот — сходятся) к полуденному приполюсному участку овала. Приполюсная граница аврорального овала в ночном секторе смята в складки, среди которых можно выделить выступ к западу в предполуночном секторе (~ 21 ч LT), получивший специальное название «движущийся к западу изгиб полярных сияний», обычно сопровождающийся ярким свечением и интенсивными магнитными возмущениями. Овал дискретных форм со стороны экватора окружен овалом диффузных

сияний — ровным, бесструктурным свечением. В утреннем секторе приэкваториальной части овала возможно возникновение светящихся пульсирующих пятен, свидетельствующих о развитии неустойчивостей.

Геомагнитная широта экваториальной границы диффузных сияний следующим образом зависит от геомагнитной активности (см. [94]): в ночном секторе $\Phi = 67,8^\circ - 2,1 K_p$, в секторе 7—8 ч $\Phi = 70,2^\circ - 2,1 K_p$, в дневном секторе $\Phi = 70,1^\circ - 1,25 K_p$, в секторе 19—20 ч $\Phi = 71,2 - 2,0 K_p$.

При наблюдении полярных сияний невооруженным глазом их цвет производит впечатление серебристо-белого. С возрастанием активности и усилением свечения к этому белому цвету прибавляется красный. Лучи сияния, характерные для яркого свечения, могут быть окрашены красным как сверху, так и снизу. В спектре умеренных по яркости форм преобладает зеленая линия $5577 \text{ \AA}$, появление красного цвета сверху объясняется усилением линий 6300 и $6364 \text{ \AA}$; все три линии принадлежат атомарному кислороду и связаны с переходами из метастабильных состояний $O(^1S)$ и $O(^1D)$ с различными временами жизни. Для высвечивания красных линий требуется большее время, чем для высвечивания зеленой; красная линия поэтому наблюдается на больших высотах, где частота соударений ниже и где сияния возбуждаются более мягкими частицами.

С увеличением жесткости вторгающихся частиц уменьшаются высоты сияний, появляются и усиливаются полосы свечения ионов молекулярного азота (3914 и $4278 \text{ \AA}$), спектр становится более сложным. Важно, что спектр сияний зависит от высоты свечения, а следовательно, и от энергии вторгающихся частиц.

Свечения, о которых говорилось выше, возбуждаются электронным ударом и потому часто называются электронными, к ним относятся яркие дискретные формы. В спектре сияний были найдены и линии водорода (H_α и H_β), такие сияния определяют как водородные. Линии водорода присутствуют в диффузном свечении вечернего сектора. Они связаны с вторжениями протонов и с их последующей перезарядкой, приводящей к появлению возбужденных атомов водорода.

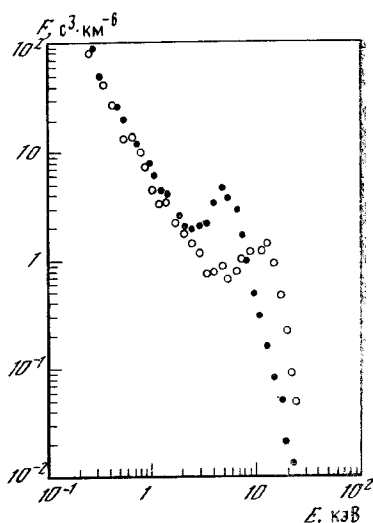


Рис. 4.4. Типичные энергетические спектры авроральных электронов по измерениям на участках подъема и падения ракеты 1.XI.73 г. [286]

Еще одной особенностью полярных сияний является наличие у них сравнительно четкой нижней границы, расположенной чаще всего в узком интервале высот 100—110 км. Это заставляет предполагать, что частицы, вторгающиеся в атмосферу и вызывающие свечение, обладают одинаковой энергией, потоки вторгающихся частиц являются почти моноэнергичными. Непосредственные измерения энергетических спектров вторгающихся частиц подтверждают это, выявляя максимум числа частиц с энергиями порядка 1—10 кэВ (рис. 4.4). Привлекает внимание также узость, малая толщина дискретных сияний. Ранее для описания сияний часто использовались термины «занавес» или «драпри», вызванные их внешним видом. Толщина «занавески» и диаметр составляющего ее луча малы — порядка километра. (Напомним, что высота сияний — порядка 100 км, вытянутость по долготе — от многих сотен до тысяч километров.)

4.3.3. Индексы магнитной активности

Для количественной оценки геомагнитной активности используются различные индексы. Наиболее простой состоит в визуальной оценке степени сложности магнитограммы по трехбалльной шкале. При осреднении этих оценок по данным многих обсерваторий точность может быть повышена. Результаты публикуются в форме 10-балльного индекса $C9$ одновременно с индексом $R9$, характеризующим число солнечных пятен на ближайшие три дня. Весьма распространенным является индекс K , приблизительно соответствующий логарифму изменения магнитного поля на данной обсерватории за трехчасовой интервал. Множитель пропорциональности подбирается так, чтобы исключить широтную зависимость амплитуды этого изменения; результат выражается по 10-балльной шкале.

Осреднением K -индексов, полученных рядом обсерваторий, находят общепланетарный K_p -индекс, который публикуется с точностью $1/3$ балла. Активность за сутки может быть охарактеризована суточной суммой K_p -индексов.

Так как индексы K и K_p пропорциональны логарифму амплитуды, то их осреднение дает среднегеометрическое значение, что не всегда желательно. Поэтому наравне с K и K_p -индексами используют a - и a_p -индексы, получающиеся переводом по специальным таблицам индексов K и K_p обратно в эквивалентные им амплитуды, из которых удалена широтная зависимость. Индекс a_p приблизительно соответствует полуразмаху колебаний магнитного поля в нанотеслах на геомагнитной широте 50° . Суточная сумма индексов a_p обозначается как A_p .

Состояние общепланетарной магнитной активности в данный момент также может быть оценено с помощью индекса D_{st} и авроральных индексов AE , AL , AU . Путем осреднения данных ряда обсерваторий может быть выделена сторм-тайм вариация

D_{st} и найдены значения магнитного поля внеионосферных токов — токов на магнитопаузе и кольцевого тока, которые рассчитываются и публикуются. Активность суббури в данный момент, на данный 15-минутный интервал, может быть определена по авроральным индексам и индексу Q . Последний находится аналогично индексу K , но с той разницей, что рассматривается 15-минутный интервал и вместо изменения поля берется его предельное отклонение от спокойного суточного хода.

Индекс K определяется по наибольшему отклонению одной из трех компонент вектора магнитного поля; при расчете индекса Q учитывается наибольшее отклонение любой из горизонтальных компонент, так что полученное значение характеризует силу ионосферного тока над обсерваторией. Авроральные индексы характеризуют величину возмущения в высоких широтах и находятся путем сопоставления магнитограмм ряда обсерваторий, расположенных в различных долготах. Под индексом AU понимается наибольшее превышение северной компоненты магнитного поля в данный момент над спокойным значением, AL — наибольшее понижение магнитного поля, AE — их сумма, характеризующая полный размах магнитного поля суббури в данный момент в высокоширотной области. Индекс AU характеризует наибольшее значение положительного вечернего возмущения в данный момент, AL — наибольшее значение утреннего отрицательного возмущения, AE принимается за меру интенсивности суббури в данный момент.

4.3.4. Солнечно-земные связи

Исследования характера солнечно-земных связей и поиски причин геомагнитных возмущений велись еще в прошлом веке. В 30-е годы нашего столетия результаты предшествующих исследований были обобщены Ю. Бартельсом, показавшим, что во временном распределении геомагнитной активности четко прослеживаются два связанных с Солнцем ритма: 11-летний, циклический, и 27-дневный, связанный с вращением Солнца. Оба вида активности — солнечная и магнитная — проходят через максимальные значения почти одновременно, и высоты максимумов меняются сравнительно согласованно. Есть и различия, прежде всего в характере спада активности: магнитная активность обычно убывает медленнее, чем солнечная. Кроме того, характер связи меняется с фазой солнечного цикла: в эпоху спада солнечной активности появляются четко выраженные последовательности рекуррентных магнитных бурь, регулярно повторяющихся через 27 дней. В эпоху максимума эти последовательности исчезают; вместо них возникают вспышечные бури, не выявляющие 27-дневной повторяемости.

Следует также учитывать, что различные магнитные индексы, например общепланетарные типа D_{st} и авроральные типа AE , отражают разные физические процессы в магнитосфере и ионосфере, по-разному связанные с проявлениями солнечной активности.

Планетарные индексы более чувствительны к появлению сильных вспышечных бурь, связанных с усилением давления солнечного ветра, а авроральные — к появлению более слабых, но чаще встречающихся рекуррентных бурь, связанных, в первую очередь, с магнитным полем, переносимым солнечными потоками.

Вспышки на Солнце сопровождаются выбросом облака плотной плазмы, приходящей к Земле через один-три дня после вспышки. Это облако вызывает вспышечную мировую магнитную бурю, как правило с внезапным началом, с четко выраженной начальной фазой и с увеличением числа захваченных частиц, усиливающих кольцевой ток вокруг Земли и вызывающих тем самым понижение поля в главную фазу бури. Долгоживущие скоростные потоки, не связанные со вспышками, догоняя предшествующее течение спокойного солнечного ветра, сминают его в складки, создавая условия для возникновения последовательности суббурь. Начальная фаза бури при этом может быть выражена слабо или отсутствовать, но каждая суббуря сопровождается усилением кольцевого тока, понижающего магнитное поле.

Различие циклического хода магнитной активности по четным и нечетным циклам выявлялось рядом исследователей, в том числе Л. Свальгаардом (см. [266]): в четных циклах максимум геомагнитной активности наступает заметно позже, чем в нечетных. При смене нечетного цикла четным магнитное поле Солнца ориентировано так же, как и земное: его северный магнитный полюс находится в южном полушарии. Если бы поле Солнца было дипольным, то вблизи Земли оно было бы направлено к северному полупространству, параллельно земному, такое соотношение солнечного и земного магнитных полей не способствует возникновению суббурь, понижает активность. Фактическая недипольность реального поля Солнца несущественна для данного вывода, важно его общее направление.

Можно предложить и иную интерпретацию результата Свальгаарда: различие в ходе геомагнитной активности в четном и нечетном солнечных циклах может быть вызвано различием в характере процессов на Солнце в четном и нечетном циклах. Это различие может быть создано дополнительным постоянным магнитным полем на самом Солнце, не меняющимся со сменой циклов (см., например, [210]). По-видимому, различие между солнечными процессами в четном и нечетном циклах реально наблюдается: в работе [597] утверждается, что существует асимметрия в распределении пятен в северном и южном полушариях Солнца, причем знак асимметрии меняется с переходом к следующему циклу. А. И. Оль [189] нашел, что между параметрами четного и следующего за ним нечетного цикла существует заметно большая корреляция, чем при переходе от нечетного к четному. Это могло бы быть объяснено предположением о существовании на Солнце слабого постоянного магнитного поля, направленного так же, как и поле Земли. При переходе от нечетного цикла к четному результирующее солнечное поле увеличивается, а при переходе

от четного к нечетному — уменьшается. В первом случае относительная изменчивость результирующего поля будет меньше, чем во втором, а поэтому и корреляция между особенностями циклов будет ниже.

В распределении геомагнитной активности и связанных с нею явлений имеется сезонный ход, уровень активности в равноденственные периоды выше, чем в периоды солнцестояний. Сопоставление с межпланетным магнитным полем позволяет уточнить эту закономерность: в марте, северной весной активность повышается при вхождении Земли в отрицательный сектор ММП, осенью она выше в положительном. Объясняется закономерность геометрией магнитных полей: положительному сектору соответствует положительное значение азимутальной компоненты ММП, B_y , она направлена к вечерней стороне, навстречу движения Земли по орбите. В марте Земля движется по орбите вокруг Солнца Южным полушарием вперед, и положительная компонента B_y , проектируясь на магнитную ось Земли, создаст компоненту ММП, направленную к северу, не усиливающую магнитную активность. В отрицательном секторе возникает компонента ММП, направленная к югу, усиливающая вероятность возникновения геомагнитных возмущений. Осенью активность по этой же причине должна возрастать в положительном секторе; примеры могут быть найдены в выпусках [6].

4.4. Магнитосфера и магнитное поле в ней

4.4.1. Магнитное поле Земли

В пространстве без источников, т. е. без намагниченных тел и токов, магнитное поле может быть представлено как градиент потенциала, удовлетворяющего уравнению Лапласа и представляемого рядом вида

$$\begin{aligned} \varphi(r, \theta, \lambda) = R_E \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_E}{r}\right)^{n+1} P_n^m(\cos \theta) \times \\ \times (g_{ni}^m \cos m\lambda + h_{ni}^m \sin m\lambda) + R_E \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{r}{R_E}\right)^n \times \\ \times P_n^m(\cos \theta) (g_{ne}^m \cos m\lambda + h_{ne}^m \sin m\lambda), \end{aligned} \quad (4.2)$$

где r, θ, λ — геоцентрические расстояние, коширота и долгота; $P_n^m(x)$ — присоединенная функция Лежандра, нормированная по Шмидту и равная

$$P_n^m(x) = \left[(2 - \delta_{m0}) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \right]^{1/2} P_{nm}(x), \quad (4.3)$$

где δ_{m0} — символ Кронекера, обращающийся в 0 при различии

в индексах и в 1 при их совпадении; $P_{nm}(x)$ — присоединенная функция Лежандра в ее обычном виде, т. е.

$$P_{nm}(x) = \frac{1}{2^n \cdot n!} (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^{n+m}}{dx^{n+m}} (x^2 - 1)^n. \quad (4.4)$$

В выражении (4.2) первый ряд описывает поле от источников внутри Земли, второй — от внешних источников. Во втором ряду целесообразно географическую долготу заменить расстоянием по долготе от меридиана, фиксированного относительно Солнца, например от полуночного. В данном разделе рассмотрим только поле от внутренних источников, отбросив второй ряд в (4.2), а заодно и индекс i у коэффициентов g_{ni}^m и h_{ni}^m .

Разложение поля в ряды по сферическим функциям за полтора столетия со времени Гаусса производилось неоднократно. Подтверждена малость внешнего поля и наличие медленного изменения поля внутренних источников, наличие вековой вариации, делающей необходимым периодическое повторение расчетов. Сведения о проведенных ранее разложениях и полученных при этом коэффициентах читатель может найти в [7]. Коэффициенты последнего разложения, отнесенного к эпохе 1975 г., и их производные по времени, принятые в качестве международного стандарта IGRF-1975, читатель может найти, например, в [226].

Первый член ряда (4.2), содержащий r^{-2} , описывает дипольное поле; в развернутом виде он записывается как

$$\phi_1 = (R_E^3/r^2) (g_1^0 \cos \theta + g_1^1 \sin \theta \cos \lambda + h_1^1 \sin \theta \sin \lambda), \quad (4.5)$$

где вошедшие в него произведения $g_1^0 R_E^3$, $g_1^1 R_E^3$, $h_1^1 R_E^3$ представляют собой проекции магнитного момента Земли M_z , M_x и M_y на ось вращения Земли и на направления вдоль меридианов 0 и 90° в экваториальной плоскости. В модели IGRF-1975 рассматриваемые коэффициенты равны: $g_1^0 = -0,30186$, $g_1^1 = -0,02036$, $h_1^1 = 0,05735$. По ним может быть найден полный магнитный момент Земли, равный $M = 7,96 \cdot 10^{25}$ ед. СГС, направленный к точке с координатами $78^\circ 36'$ ю. ш. и $109^\circ 33'$ в. д., находящейся в Южном полушарии вблизи антарктической станции Восток. В Северном полушарии магнитная ось пройдет через точку $78^\circ 36'$ с. ш. и $70^\circ 27'$ з. д., вблизи г. Туле в Гренландии.

Часто используется геомагнитная система координат — сферическая система с полярной осью вдоль магнитной оси Земли (см. разд. 3.5). Если меридианы и параллели этой системы спроектировать вдоль силовых линий дипольного поля на экваториальную плоскость вне Земли, то проекции меридианов образуют систему лучей, а проекции параллелей — систему окружностей с радиусами

$$r = R_E / \cos^2 \Phi, \quad (4.6)$$

где Φ — геомагнитная широта. Эта геомагнитная система координат может быть исправлена с учетом отличия реального поля

от дипольного. Лучи и окружности в экваториальной плоскости, полученные в дипольном приближении, можно вновь спроектировать на Землю вдоль реальных или более близких к реальным силовых линий. Координаты точек пересечения этих реальных силовых линий с поверхностью Земли и принимаются за исправленные геомагнитные координаты [226, 253].

4.4.2. Обтекание солнечным ветром земного магнитного поля.

Формирование магнитопаузы

Чепмен и Ферраро до обнаружения солнечного ветра решали задачу о встрече высокопроводящего потока, имеющего плоскую границу, с дипольным магнитным полем. Предполагалось, что поток с плоским фронтом остановился на некотором расстоянии от Земли, поскольку частицы потока, влетая в магнитное поле, отклоняются им и отражаются. При этом частицы противоположных знаков смещаются под действием силы Лоренца в противоположных направлениях, образуя электрический ток вдоль фронта потока. Магнитное поле этого тока усиливает поле перед фронтом потока и уменьшает за ним. Сила тока на фронте устанавливается такой, чтобы суммарное поле за фронтом оказалось сведенным к нулю, поскольку магнитное поле не может проникнуть внутрь идеального проводника. Поле перед фронтом при этом должно удвоиться. Таким образом, фронт потока становится границей, за которую не проникает магнитное поле Земли и через которую не переходят частицы потока. Толщина этой границы, отделяющей поток от обтекаемого им магнитного поля, должна быть порядка гирорадиуса иона.

При плоской границе потока поле токов, текущих на ней, должно быть равно полю источников земного поля, зеркально отраженных в плоскости фронта потока. Задача решалась с целью объяснения начальной фазы магнитной бури. Предполагалось, что наблюдаемое возрастание магнитного поля вызывается приближением к Земле корпускулярного потока с плоским фронтом. Если принять, что возрастание поля в начале магнитной бури составляет примерно 30 нТл или около 0,001 от полного значения магнитного поля на экваторе, то расстояние до зеркально отраженного диполя должно быть порядка $10 R_E$ и плоский поток должен был бы остановиться на расстоянии $5R_E$. Выполненный расчет весьма груб, но он дал представление об образовании границы, впоследствии названной *магнитопаузой*, отделяющей пространство с магнитным полем от обтекающего его потока солнечного ветра. Расстояние до границы в модели потока с плоским фронтом было оценено с ошибкой примерно в 2 раза.

На самом деле граница между магнитным полем и потоком не может быть плоской, как это было принято выше, поскольку условием равновесия должно быть равенство давления потока плазмы магнитному давлению геомагнитного поля, а в случае плоской

границы это условие явно не соблюдается. Детальный расчет формы магнитопаузы был выполнен Г. Мидом и Д. Бердом [481]. Магнитное поле Земли принималось за дипольное, убывающее в экваториальной плоскости как $B = Mr^{-3}$. У границы поле должно быть удвоено и возникающее при этом магнитное давление $p_m = M^2/2\pi r^6$ должно быть равно динамическому давлению потока $p = 2\rho v^2$. Из условия их равенства определяется расстояние до лобовой точки, где остановится поток:

$$r_0 = (M^2/4\pi\rho v^2)^{1/6}. \quad (4.7)$$

Расстояние до участка магнитопаузы, соседнего с лобовым, может быть найдено в предположении, что искомый соседний участок границы должен будет повернуться так, чтобы его граница продолжала совпадать с границей ранее найденного участка и выполнялся баланс давлений. Таким образом можно последовательно найти все участки границы и полностью определить ее форму. Найденное решение, однако, является лишь первым приближением. Оно не учитывает вклад в магнитное давление удаленных токов, текущих по неплоской магнитопаузе. Получив форму границы в первом приближении, без учета ее кривизны, можно рассчитать токи на ней, удваивающие магнитное поле перед границей. По найденным токам далее можно рассчитать их магнитное поле и решить задачу во втором приближении.

Процесс учета искривления границы оказался быстро сходящимся, в четвертом приближении расстояние до лобовой точки сместилось на 7 %, формула (4.7) была заменена более точной:

$$r_0 = 1,068(M^2/4\pi\rho v^2)^{1/6}. \quad (4.8)$$

При расчете поправки за искривление границы рассчитывались токи на магнитопаузе. Расчет был использован и для нахождения магнитного поля во всем пространстве, охватываемом магнитопаузой и названном *магнитосферой*. Поле было представлено рядом по сферическим функциям типа (4.2); значения коэффициентов приведены, например, в [7]. При потоке, остановившемся на расстоянии $10R_E$, что близко к реальности, среднее значение поля токов на магнитопаузе, создаваемого у Земли, порядка 25 нТл. В зависимости от долготы в солнечно-эклиптической системе координат оно может меняться примерно на ± 2 нТл, это поле весьма чувствительно к расстоянию r_0 до лобовой точки.

4.4.3. Модель магнитосферы Мида—Фейрфильда

По мере развития прямых измерений в пространстве вокруг Земли возникла возможность дополнить расчеты типа приведенных выше результатами непосредственных измерений магнитного поля. Такая работа была выполнена рядом авторов. Описание построенных ими моделей дано, например, в [226], мы же рассмотрим лишь модель, предложенную Г. Мидом и Д. Фейрфильдом [482]. Модель построена по результатам измерений магнит-

ного поля, выполненных на шести спутниках, летавших на удалениях от $5R_E$ до $17R_E$. Наблюдения осреднены по участкам длиной порядка $0,5R_E$ и таких осреднений набралось около 1200. Массив был разбит на четыре группы по уровню активности; выполнена рассортировка и по величине наклона магнитной оси Земли по отношению к направлению на Солнце.

Компоненты поля представлены многочленами второй степени в прямоугольной солнечно-магнитосферной системе координат с началом в центре Земли и с осями z , параллельной магнитной оси Земли, в направлении к северу, x — в плоскости, содержащей Солнце и магнитную ось Земли, в направлении к дневной стороне Земли и осью y в направлении к вечерней стороне. Магнитное поле принято симметричным относительно полуденного меридиана, т. е. плоскости xz , и считается, что при одновременной смене знака координаты z и знака угла T наклона магнитной оси Земли, равного геомагнитной широте подсолнечной точки (положительной, когда Солнце находится над Северным полушарием), компонента B_y не должна меняться, а B_x и B_z должны изменить знак. С учетом этих требований

$$\begin{aligned} B_x &= a_1z + a_2xz + T(a_3 + a_4x + a_5x^2 + a_6y^2 + a_7z^2), \\ B_y &= b_1yz + T(b_2y + b_3xy), \\ B_z &= c_1 + c_2x + c_3x^2 + c_4y^2 + c_5z^2 + T(c_6z + c_7xz). \end{aligned} \quad (4.9)$$

Компоненты поля должны удовлетворять условию

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (4.10)$$

эквивалентному соотношениям между коэффициентами вида

$$\begin{aligned} a_2 + b_1 + 2c_5 &= 0, \\ a_4 + b_2 + c_6 &= 0, \quad 2a_5 + b_3 + c_7 = 0. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Из 17 коэффициентов, вошедших в (4.9), независимыми оказываются только 14. Значения коэффициентов, найденные методом наименьших квадратов, приведены в табл. 4.2. Средняя точность, с которой разложение описывает поле на расстояниях от $5R_E$ до $17R_E$, определенная как отношение среднего квадрата разности между наблюдаемым и расчетным значениями к среднему квадрату наблюдаемого значения, составляет около 50 %. Найденно, что поле, описываемое коэффициентами табл. 4.2, не является безвихревым: $\operatorname{rot} \mathbf{B} \neq 0$. Соответствующая система токов в экваториальной плоскости магнитосферы, определенная по ротору магнитного поля, состоит из вихря вокруг Земли, совпадающего по направлению с кольцевым током, т. е. направленного на запад и уменьшающего главное геомагнитное поле, и приблизительно линейного тока на ночной стороне, направленного от утренней стороны к вечерней. Плотность последнего возрастает по мере продвижения в антисолнечном направлении.

Таблица 4.2

Значения коэффициентов разложения магнитного поля (4.9) в модели Миды—Фейрфилда

Коэффициент	$K_p=0,0_+$	$0_+ < K_p < 2$	$2 \leq K_p < 3$	$K_p \geq 3$	Коэффициент	$K_p=0,0_+$	$0_+ < K_p < 2$	$2 \leq K_p < 3$	$K_p \geq 3$
a_1	17,93	21,79	33,16	39,48	b_3	0,09	-0,28	0,22	0,23
a_2	-5,79	-7,03	-6,39	-2,91	c_1	-9,41	-11,96	-19,88	-22,90
a_3	2,98	3,02	4,30	5,17	c_2	15,07	17,87	20,23	22,70
a_4	-2,57	-2,99	-3,25	-3,86	c_3	13,16	15,88	22,72	26,50
a_5	-0,30	-0,62	-0,44	-1,04	c_4	8,36	9,77	13,23	15,54
a_6	-1,47	-1,22	-1,27	-1,29	c_5	7,95	9,43	11,46	11,00
a_7	1,05	0,95	0,45	-1,14	c_6	4,55	5,57	6,33	7,36
b_1	-10,11	-11,84	-16,54	-19,10	c_7	0,51	1,53	0,67	1,85
b_2	-1,98	-2,57	-3,08	-3,50					

Примечание. В уравнении (4.9) магнитное поле выражено в нТл, координаты x , y и z в десятках земных радиусов, наклон магнитной оси T , положительный при Солнце, расположенном севернее геомагнитного экватора, — в десятках градусов.

Было найдено также, что суммарная ошибка, определение которой дано выше, оказывается наименьшей, если плоскость симметрии несколько (на $\sim 4^\circ$) сдвинуть относительно полуденного меридиана, совместив ее с меридианом, соответствующим направлению на Солнце за 16 мин до полудня. Этот сдвиг можно рассматривать как абберационную поправку, вызванную соизмеримостью скорости частиц солнечного ветра (~ 300 км/с) со скоростью движения Земли по орбите (~ 30 км/с).

4.4.4. Структура магнитосферного магнитного поля

На рис. 4.5 приведены магнитные силовые линии, рассчитанные по модели [482] для спокойных ($K_p = 0$) равноденственных условий и для возмущенных ($K_p \geq 3$) условий в солнцестояние. Из рис. 4.5, а видно, что силовые линии, вышедшие с геомагнитных широт до 80° дневного полушария замыкаются над дневной стороной. Линия, вышедшая с широты 82° , уходит на ночную сторону. Между линиями, замыкающимися над дневной стороной, и уходящими на ночную, образуется зазор, называемый *каспом* (рогом, воронкой) или *клефтом* (щелью). С увеличением активности широта каспа уменьшается, в модели возмущенного поля он находится между 76 и 78° . На широтах, меньших 66 — 68° , силовые линии обоих, дневного и ночного, полушарий сравнительно мало искажены токами магнитопаузы, эти силовые линии близки к дипольным. Начиная с широты 70° , линии ночной стороны оказываются сильно вытянутыми в антисолнечном направлении, образуя так называемый *хвост* магнитосферы. По мере увеличения широты они становятся почти параллельными экваториальной

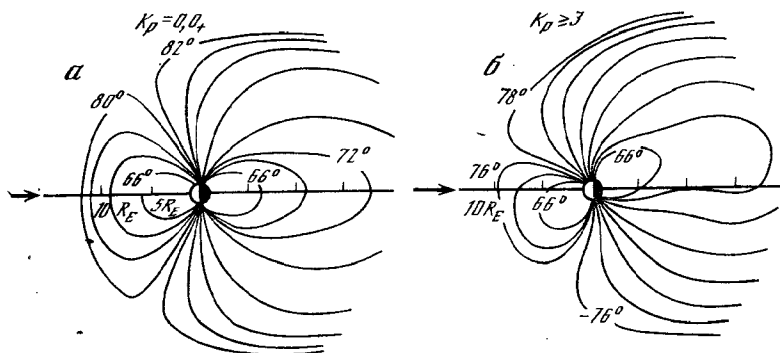


Рис. 4.5. Разрезы магнитосферы в плоскости полуденно-полуночных меридианов по модели Мида — Фейрфилда [482] для равноденствия, низкой магнитной активности (а) и для северного лета, возмущенных условий (б)

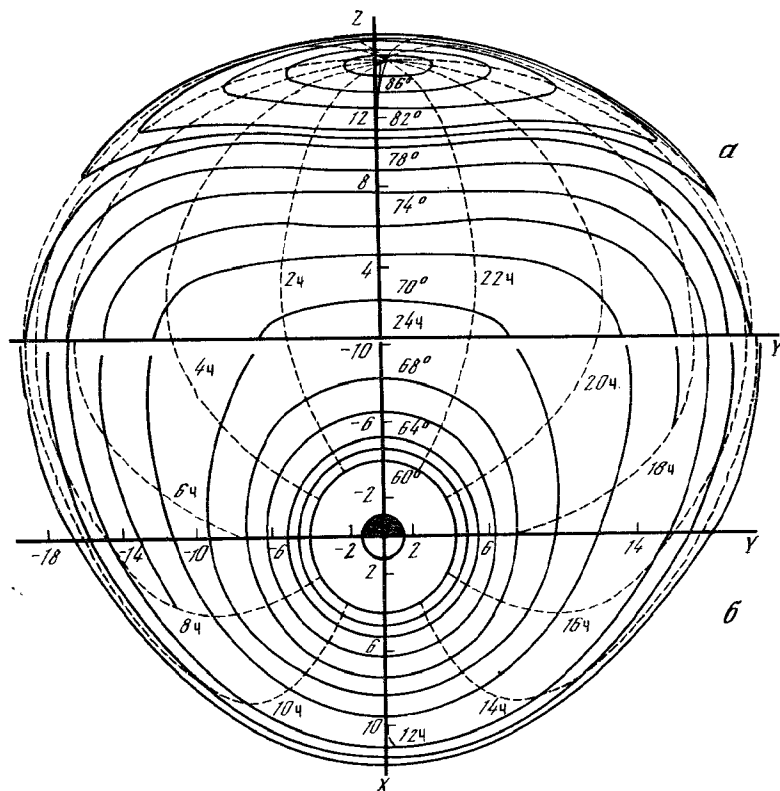


Рис. 4.6. Разрезы магнитосферы в плоскости, перпендикулярной направлению на Солнце, (а) и в плоскости эклиптики (б) по модели Мида — Фейрфилда [370] а — $x = -10R_E$, вид от Солнца, б — $z = 0$, вид сверху. Магнитная ось перпендикулярна плоскости эклиптики. Сплошные и штриховые линии — проекции в магнитосферу вдоль силовых линий геомагнитного поля с поверхности Земли линий равной широты и постоянного местного времени соответственно. Расстояния по осям X , Y , Z даны в земных радиусах R_E

плоскости. Приполюсная область, силовые линии которой уходят в хвост магнитосферы, получила название *полярной шапки*. Наклон магнитной оси делает поле несимметричным относительно плоскости экватора. Как видно из рис. 4.5, 6, касп в летнем полушарии находится на большей широте, чем в зимнем. Силовая линия, вышедшая с широты 76° летнего полушария, приходит в спокойный период на широту $73,3^\circ$ зимнего полушария, а в возмущенный период — даже на широту $71,4^\circ$.

На рис. 4.6 даны проекции геомагнитных меридианов и параллелей вдоль пересекающих их силовых линий поля Мида—Фейрфилда на экваториальную плоскость магнитосферы и на сечение магнитосферы плоскостью, перпендикулярной направлению на Солнце и находящейся на расстоянии $10R_E$ от Земли с ее ночной стороны ($x = -10R_E$). Обе половины рисунка, следовательно, дают разрез магнитосферы с удаленной передней верхней частью.

Если периметр сечения магнитосферы, представленного на рис. 4.6, а, спроектировать по силовым линиям на поверхность Земли, то проекция образует некоторую овальную зону, проходящую на ночной стороне на широте несколько меньшей 70° , а на дневной — на широте около 80° . Расстояние до секущей плоскости ($x = -10R_E$) выбрано произвольно, и положение проекции сечения в какой-то мере тоже произвольно, однако по мере удаления от Земли силовые линии, уходящие в хвост, становятся почти параллельными, и картина поэтому становится мало зависящей от положения секущей плоскости.

Проектируемая на Землю овальная зона близка к проекции северной половины сечения хвоста магнитосферы и означает область на поверхности Земли, связанную силовыми линиями с магнитосферным хвостом. Частицы, находящиеся в хвосте магнитосферы и движущиеся по силовым линиям к Земле, будут попадать на нее внутри границы рассматриваемой овальной зоны, связанной силовыми линиями с хвостом. Можно ожидать поэтому, что наиболее интенсивные и наиболее часто повторяющиеся возмущения, вызываемые вторжениями частиц, будут возникать именно внутри этой зоны.

Как уже отмечалось, наблюдения выявили существование в высоких широтах области, получившей название аврорального овала, вдоль которого вытягиваются дуги полярных сияний, и где их возникновение наиболее вероятно. Овал приближается к геомагнитному полюсу на дневной стороне и удаляется от него, опускаясь в меньшие широты на ночной. Размер овала зависит от уровня активности, увеличиваясь с ее возрастанием. Все это указывает на связь овала полярных сияний с границей рассмотренного сечения магнитосферы, экваториальная кромка которого формирует наиболее активную ночную часть овала.

Силовыми линиями, ушедшими на ночную сторону магнитосферы, образуется хвост — часть магнитосферы, вытянутая в анти-солнечном направлении до очень больших расстояний. Следы хвоста регистрировались спутником «Пионер-7» на удалении в сот-

ни земных радиусов. Измерения на таких расстояниях редки, но на меньших расстояниях (порядка расстояния до Луны) измерения производились неоднократно, и структура хвоста до этих расстояний хорошо изучена.

Хвост образован силовыми линиями, идущими от Земли в его южной доле и к Земле — в северной. Размер поперечного сечения хвоста определяется давлением солнечного ветра. В сечении, перпендикулярном направлению на Солнце, структура хвоста напоминает греческую букву «тета», перемычка которой разделяет геомагнитные силовые линии хвоста, направленные к Солнцу и от него. Поверхность, разделяющая силовые линии, идущие в противоположных направлениях, называется *нейтральным слоем*. Частицы, влетающие в магнитное поле долей хвоста из плазмы окружающего пространства, смещаются под действием силы Лоренца, образуя ток, направленный вдоль наружной поверхности хвоста от его вечерней стороны к утренней. Частицы плазмы, находящиеся вблизи перемычки «теты», т. е. вблизи нейтрального слоя, при отражении от магнитного поля обеих долей смещаются, образуя ток от утренней стороны хвоста к вечерней (рис. 4.7). Величина этого тока, равно как и токов вдоль боковых поверхностей, связана простым соотношением со скачком магнитного поля ΔB , возникшим при переходе от наружной плазмы к доле хвоста или от одной доли к другой:

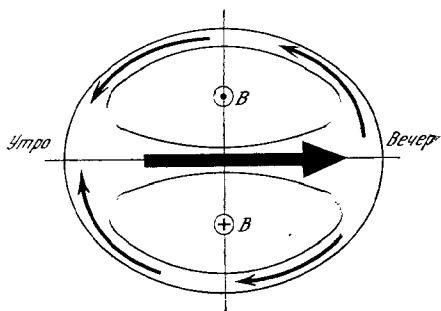


Рис. 4.7. Токи в сечении хвоста магнитосферы плоскостью, перпендикулярной направлению на Солнце (вид со стороны Солнца)

$$\Delta B = 0,2\pi I, \quad (4.12)$$

где ΔB — в нТл, I — в А/км.

Ширина магнитосферы в плоскости эклиптики с удалением от лобовой точки быстро возрастает вблизи Земли, но далее при переходе к хвосту рост ширины замедляется и на каких-то расстояниях вообще прекращается. Ширина магнитосферы в утренне-вечернем сечении Земли составляет $\sim 30R_E$, на уровне $x = -10R_E$ (см. рис. 4.6) $\sim 40R_E$ и на уровне орбиты Луны ($x = -60R_E$) она порядка $50R_E$. Основная продольная компонента магнитного поля в хвосте убывает с удалением от Земли от значений порядка 25 нТл на уровне $x = -10R_E$ до 16—17 нТл при $x = -20R_E$ и 10 нТл при $x = -50R_E$ [226].

Величина поля убывает быстрее роста площади поперечного сечения; магнитный поток в хвосте убывает. Силовые линии до-

лей, следовательно, замыкаются через разделяющий их нейтральный слой, который, таким образом, является не вполне нейтральным; в нейтральном слое должна существовать вертикальная, перпендикулярная к плоскости эклиптики компонента поля. Измерения дают для нее значения порядка 3,5 нТл на уровне $x = (-20 \div -30)R_E$, ~ 2 нТл при $x \sim (-30 \div -40)R_E$, ~ 1 нТл при $x \sim (-40 \div -50)R_E$ и меньшие значения при большем удалении. На участке $x \sim (-10 \div -30)R_E$, следовательно, значительная часть силовых линий замыкается, на больших расстояниях силовые линии хвоста практически разомкнуты.

4.5. Головная ударная волна

Скорость солнечного ветра меняется от 300 км/с в спокойные периоды до 700 км/с и более в периоды возмущений. Температура плазмы потока оценивается в 8—12 эВ, или $(1-1,5) \cdot 10^5$ К [226]; ей соответствует скорость звука порядка 50 км/с, существенно меньшая, чем скорость потока. Поток, следовательно, является сверхзвуковым. До подхода к препятствию течение невозмущено, поскольку возмущение, создаваемое препятствием, распространяясь со скоростью звука, не может продвинуться вверх по течению и передать потоку информацию о приближении к препятствию. У самого препятствия, вблизи подсолнечной точки магнитосферы поток должен остановиться, а до этого — претерпеть замедление. Перед препятствием поток сжимается; его температура возрастает, а вместе с ней возрастает и скорость звука, становясь больше скорости потока. На участке, где происходит замедление, следовательно, течение должно быть дозвуковым.

По мере удаления от препятствия воздействие последнего ослабевает, и на некотором расстоянии от него скорость звука становится равной скорости потока. На этом расстоянии возмущение, бегущее вверх по потоку, перестает двигаться относительно препятствия и образуется неподвижная относительно препятствия ударная волна, навстречу которой бежит поток со скоростью, превышающей скорость звука в невозмущенном течении. На фронте волны происходит переход сверхзвукового движения в дозвуковое, и при этом многие параметры потока меняются скачком. Количество вещества, полной энергии и импульса, притекающее к поверхности разрыва, должно быть одинаковым по обе стороны фронта; температура и скорость потока при этом терпят разрыв.

Рассмотрение обтекания магнитосферы сверхзвуковым потоком в газодинамическом приближении (см., например, [582]) показало, что положение ударной волны определяется теми же параметрами, что и положение магнитопаузы. Расстояние Δ , на которое ударная волна отойдет от лобовой точки магнитосферы, связано с геоцентрическим расстоянием r_0 до лобовой точки соотношением

$$\Delta = 1,1r_0 \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{2}{\gamma + 1} \frac{1}{M^2} \right), \quad (4.13)$$

где $M = v/u_{zv}$ — число Маха (отношение скорости невозмущенного потока к скорости звука в нем); γ — показатель адиабаты. При $\gamma = 5/3$ расстояние между ударной волной и магнитопаузой составляет около 0,3 от геоцентрического расстояния до последней и зависит от числа Маха, уменьшаясь с его увеличением. Это естественно: чем выше скорость набегающего потока, тем труднее подниматься сигналу против течения и тем ближе к препятствию должно произойти изменение характера течения. Пространство между ударной волной и магнитопаузой называют *переходным слоем*, или *магнитослоем*.

На больших расстояниях от препятствия, где форма последнего уже не влияет на характер течения, ударная волна принимает вид конуса (*конуса Маха*) с полураспространением $\alpha = \arcsin(1/M)$. С уменьшением числа Маха раствор конуса увеличивается, волна быстро отходит от следа препятствия в потоке и при этом быстро уменьшается по интенсивности.

Ударную волну, образующуюся перед магнитопаузой, многократно пересекали спутники, и ее положение в пространстве определено экспериментально (см., например, [226]). Вблизи линии Земля—Солнце среднее геоцентрическое расстояние до ударной волны равно $14,6R_E$, что при среднем расстоянии до подсолнечной точки магнитосферы в $10,9 R_E$ хорошо согласуется с формулой (4.13). Средние расстояния до сечения ударной волны утренним и вечерним меридианами равны $22,8R_E$ и $27,6R_E$ соответственно, разница в расстояниях связана с орбитальным движением Земли утренней стороной вперед.

На процессы в ударной волне влияет существование магнитного поля в потоке солнечного ветра; его учет чрезвычайно усложняет теорию ударных волн. Сжатие плазмы при наличии магнитного поля в ней вызывает появление электрических полей и токов, сопровождающихся развитием неустойчивостей и усложнением структуры магнитного поля, однако в целом структура ММП в переходном слое продолжает сохранять основные особенности ориентации поля, переносимого невозмущенным течением солнечного ветра.

4.6. Электрическое поле в магнитосфере

4.6.1. Поле коротации

Высокая продольная проводимость разреженной магнитосферной плазмы и плазмы солнечного ветра приводит к тому, что в большинстве случаев силовые линии магнитного поля в плазме можно считать изопотенциальными. Время перехода частиц с одной силовой линии на другую вследствие дрейфа под действием электрического поля оказывается одинаковым по всей длине силовой линии, поэтому дрейф плазмы можно рассматривать как движение силовой линии, понимая под этим синхронный переход

всей связанной с нею плазмы на другие силовые линии магнитного поля. Возможно и обратное: движение магнитного поля, вызванное движением его источников, может быть заменено движением заряженных частиц в неподвижном магнитном поле, на которое наложено электрическое поле индукции

$$\mathbf{E} = -(1/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (4.14)$$

При этом скорость электромагнитного дрейфа будет соответствовать истинной скорости потока, в который было вморожено магнитное поле.

Среди движений, которые могли бы привести к возникновению электрического поля в магнитосфере, важнейшими являются два: вращение Земли и обтекание ее потоком солнечного ветра. Электрическое поле, связанное с вращением Земли, называют *полем коротации* или *полем униполярной индукции*. Земля вращается, в ее вращении участвует геомагнитное поле, поскольку вращаются его источники. При симметрии магнитного поля относительно оси вращения его можно заменить неподвижным магнитным полем, на которое наложено электрическое поле, вызывающее дрейф плазмы, эквивалентный увлечению вращающимся магнитным полем.

Для точки с геоцентрическим расстоянием r и коширотой θ линейная скорость суточного вращения равна $v = r\Omega \sin \theta$ и направлена перпендикулярно к меридиональной плоскости — к востоку. Дипольное магнитное поле в предположении совпадения оси диполя с осью вращения имеет две компоненты, лежащие в меридиональной плоскости: $B_r = -2Mr^{-3} \cos \theta$ и $B_\theta = -Mr^{-3} \sin \theta$. Электрическое поле в соответствии с (4.14) также лежит в меридиональной плоскости и характеризуется компонентами

$$E_r = -(\Omega M / cr^2) \sin^2 \theta, \quad E_\theta = (\Omega M / cr^2) 2 \sin \theta \cos \theta, \quad (4.15)$$

где Ω — угловая скорость вращения Земли; M — ее магнитный момент. Принимая потенциал оси вращения за нулевой, находим потенциал поля коротации

$$\varphi = -(M\Omega / cr) \sin^2 \theta. \quad (4.16)$$

Потенциал экваториальной части ионосферы ниже потенциала полюса примерно на 91,5 кВ.

4.6.2. Вязкое трение

У. И. Эксфордом и К. О. Хайнсом было высказано предположение, что обтекание земной магнитосферы солнечным ветром должно сопровождаться передачей импульса от обтекающего потока магнитосферной плазмы и увлечением ее пограничных слоев вдоль магнитопаузы в антисолнечном направлении. Если магнитосфера имеет конечные размеры, то поток плазмы в антисолнечном направлении, образующийся у границ магнитосферы, должен привести к увеличению давления в удаленной от Солнца части магнитосфе-

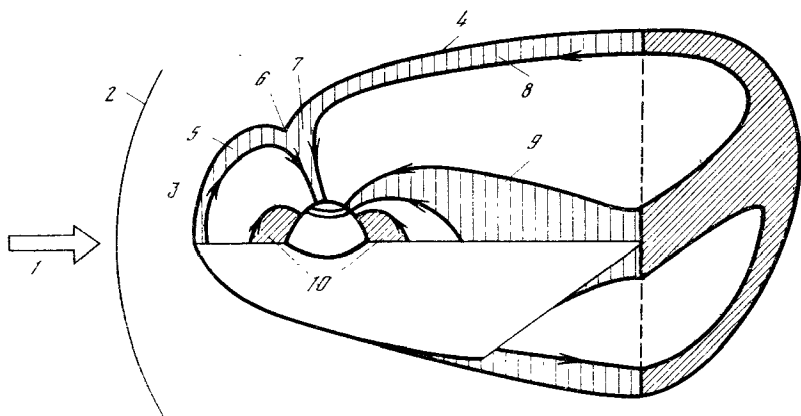


Рис. 4.8. Схематическое представление структуры магнитосферы

- 1 — солнечный ветер,
- 2 — ударная волна,
- 3 — магнитослой,
- 4 — магнитопауза,
- 5 — дневной пограничный слой,
- 6 — касп,
- 7 — входной слой,
- 8 — мантия,
- 9 — плазменный слой,
- 10 — плазмосфера

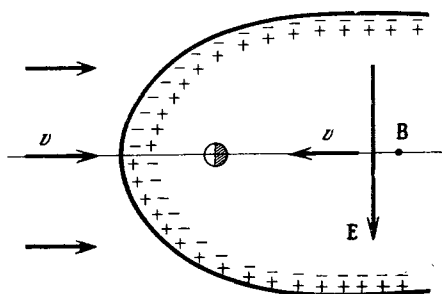


Рис. 4.9. Схематическое изображение поляризации магнитосферы при увлечении плазмы пограничного слоя в антисолнечном направлении

ры и создать встречный поток во внутренних ее частях, направленный к Солнцу. Должна возникнуть конвекция плазмы в магнитосфере с движением плазмы вдоль границ магнитосферы в направлении от Солнца и со встречным потоком в направлении к Солнцу во внутренней части магнитосферы. Механизм передачи импульса пограничным слоям авторами теории не был рассмотрен. Допустимо предположить, что поток солнечной плазмы неоднороден, неоднородны и переносимые им поля. Эти поля, движущиеся вслед за обтекающим потоком, проникая в магнитосферу, могут передать свой импульс частицам ее пограничного слоя.

Экспериментально установлено, что по мере удаления от лобовой точки толщина границы, отделяющей магнитосферу от потока плазмы переходного слоя, увеличивается от малых долей R_E до единицы и даже нескольких единиц R_E . Образуется толстый пограничный слой, в котором различают *дневную низкоширотную часть*, *входной слой* у каспа и *плазменную мантию* (рис. 4.8). В этом слое переход от свободного течения плазмы солнечного ветра снаружи до почти полного ее отсутствия внутри магнитосферы осуществляется постепенно.

В пограничном слое поток плазмы течет сквозь магнитное поле. Такое течение приводит в результате действия силы Лоренца к отклонению разноименных зарядов в противоположные стороны, к накоплению зарядов на противоположных краях и к возникновению электрического поля внутри него. Поток в пограничном слое,двигающийся в антисолнечном направлении, в присутствии геомагнитного поля, направленного к северу, поляризуется так, что его край, обращенный к утренней стороне, заряжается отрицательно, а на краю, обращенном к вечерней стороне, накапливаются положительные заряды (рис. 4.9). Поскольку потоки текут вдоль обеих сторон магнитосферы, то потенциал внутренней стороны пограничного слоя, текущего по утренней стороне, станет выше чем потенциал магнитопаузы; на вечерней стороне, наоборот, — ниже.

Если в обтекающем потоке нет собственного электрического поля, то магнитопаузу следует считать изопотенциальной. Тогда внутри магнитосферы должна возникнуть разность потенциалов между внутренними краями пограничного слоя, причем потенциал внутреннего края пограничного слоя на утренней стороне будет выше, чем на вечерней, и внутри магнитосферы возникнет дрейф плазмы к Солнцу во внутренней части магнитосферы, представляющий собою возвратную ветвь конвективного течения. Отметим, что это возвратное течение к Солнцу охватывает большую по объему часть магнитосферы и поэтому считается основной частью магнитосферной конвекции.

4.6.3. Конвекция в магнитосфере при южном межпланетном магнитном поле

Выше рассмотрена генерация электрического поля в магнитосфере при обтекании ее незамагниченным потоком солнечного ветра. Допустим теперь, что поток несет замороженное магнитное поле, имеющее отличную от нуля компоненту, перпендикулярную плоскости эклиптики. Эта компонента может быть направлена как к северу, так и к югу. Рассмотрим случай, когда ММП имеет южную компоненту. Для простоты представим силовую линию ММП прямой, ориентированной к югу (рис. 4.10). Поток встречает фронт ударной волны, при переходе через который плотность и, следовательно, магнитное поле возрастают, а скорость течения падает. Возрастание магнитного поля означает увеличение густоты силовых линий в окрестности лобовой точки, поскольку концы силовых линий движутся со скоростью невозмущенного потока, средняя же часть тормозится приближающейся лобовой частью магнитосферы.

Вблизи лобовой точки магнитопаузы направления ММП и земного поля противоположны и на каком-то участке магнитные поля могут взаимно скомпенсироваться. Исчезновение магнитного поля на этом участке означает разрыв силовых линий ММП и земного поля. Разорванные линии пересоединяются, как это видно на

рис. 4.10, следующим образом: линия ММП оказывается соединенной с линией земного поля, идущей к приполюсной части Земли.

Дальнейший снос в антисолнечном направлении конца силовой линии ММП, соединенной другим концом с Землей, приводит к ее вытягиванию вдоль магнитопаузы. Новые силовые линии, сносимые солнечным ветром, заставляют линии, облегающие магнитопаузу, погрузиться внутрь магнитосферы и двигаться от ее границы к центральной части, к нейтральному слою. Это движение силовых линий эквивалентно дрейфу плазмы магнитослоя через магнитопаузу и далее к нейтральному слою магнитосферы. Такой дрейф, в свою очередь, означает действие внутри магнитосферы электрического поля, направленного от утренней ее стороны к вечерней.

Вблизи нейтрального слоя геомагнитное поле перпендикулярно к нейтральному слою, и там электрическое поле, направленное с утра на вечер, вызовет дрейф плазмы в направлении к Земле. В терминах движения силовых линий этот последний участок дрейфа можно рассматривать как возвращение магнитных силовых линий к своему исходному положению. Картина конвекции магнитосферной плазмы оказалась такой же, как и при работе механизма вязкого увлечения.

Если возникновение электрического поля в магнитосфере, направленного от утренней стороны к вечерней, понимать как проникновение в нее внешнего электрического поля, создаваемого солнечным ветром, то переход от движения плазмы в направлении от Солнца вне магнитосферы к конвективному движению к Солнцу внутри нее можно принять за прямое следствие изменения направления магнитного поля от южного вне магнитосферы к северному внутри нее.

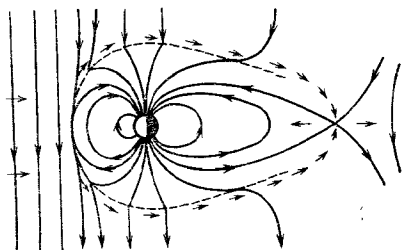


Рис. 4.10. Пересоединение геомагнитного и межпланетного магнитного полей при южной ориентации последнего

4.6.4. Слой Альвена

Вблизи нейтрального слоя магнитное поле перпендикулярно к нему, а электрическое направлено от утренней стороны магнитосферы к вечерней. Задача о дрейфе плазмы в однородном электрическом и дипольном магнитных полях решалась Г. Альвеном [9]. В солнечно-магнитосферной системе координат с осью x , направленной к Солнцу, и осью y — к вечерней стороне Земли, потенциал электрического поля, направленного с утра на вечер, $\phi = E(y_0 - y)$, магнитное же поле вблизи Земли $B = Mr^{-3}$ (рассматриваем

движение в экваториальной плоскости). При ненулевой температуре плазмы частица обладает магнитным моментом μ и энергия орбитального движения равна μB . Поскольку μ является адиабатическим инвариантом и не меняется при движении частицы, то должно выполняться соотношение

$$\mu M r^{-3} = e E (y_0 - y) \quad (4.17)$$

(y_0 — ордината частицы на большом удалении от Земли), показывающее, что произведение $r^3(y_0 - y)$, имеющее размерность четвертой степени длины, постоянно:

$$r^3(y_0 - y) = \mu M / e E = \text{const} = L^4. \quad (4.18)$$

Вошедшая в него характерная длина L определяет масштаб и характер течения.

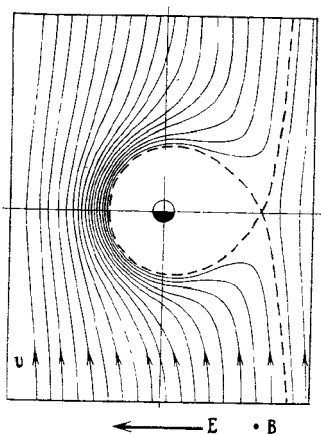
Вид траекторий изображен на рис. 4.11. На частицы кроме электрической силы, направленной к вечерней стороне для положительных частиц и к утренней для отрицательных, действует сила диамагнитного выталкивания, направленная от Земли. Равнодействующая сил для приближающихся к Земле со стороны хвоста частиц обоих знаков будет повернута в сторону к хвосту.

Рис. 4.11. Дрейф протонов в дипольном магнитном и однородном электрическом полях [9]

Траектория дрейфа в магнитном поле под действием этой силы будет перпендикулярна к равнодействующей, и электроны, следовательно, приближаясь к Земле, отклонятся к ее утренней стороне, а ионы — к вечерней.

С приближением к Земле увеличивается энергия μB , поскольку μ постоянно, а B — возрастает. С другой стороны, $\mu B = m v_{\perp}^2 / 2$, т. е. возрастает энергия гиромагнитного вращения. Это возрастание энергии достигается за счет работы электрической силы. Для частиц одного знака с одинаковыми магнитными моментами существует точка в пространстве, в которой электрическая и диамагнитная силы равны и противоположно направлены. В этой точке скорость дрейфа обращается в нуль. Для электронов эта точка (точка застоя, или *стагнации*) расположена на вечерней стороне, а для протонов на утренней (см. рис. 4.11).

Обтекание частицами разных знаков земного диполя с различных сторон эквивалентно созданию вокруг него частично кольцевого тока. Магнитное поле этого тока будет уменьшать северную составляющую геомагнитного поля, т. е. вызывать действие, наблюдаемое в главную фазу магнитной бури. Разделение зарядов, создаваемое этим током, вызвано действием диамагнитной силы.



Оно ведет к возникновению электрического поля поляризации, направленного с вечерней стороны на утреннюю, т. е. противоположно первичному электрическому полю. Это поле поляризации ослабляет (экранирует) действие первичного поля в пространстве, обтекаемом зарядами. Размер экранируемой области определяется магнитным моментом частицы, зависящим от ее энергии.

Отметим, что в задаче Альвена было пренебрежено электрическим полем коротации, усиливающимся с приближением к Земле и соответственно меняющим у Земли результирующее электрическое поле. Кроме того, не учтено влияние поля поляризации на траектории частиц, т. е. решение задачи не является самосогласованным. Учет упомянутых факторов выполнен, например, в расчетах типа [404], показывающих, что физическая суть явлений в выводе Альвена отражена правильно.

4.6.5. Действие азимутальной компоненты межпланетного магнитного поля

Силовые линии магнитного поля солнечного ветра вблизи экваториальной плоскости гелиосферы в среднем параллельны ей и имеют форму спиралей Архимеда. Компонента, перпендикулярная экваториальной плоскости, возникает при нарушении спокойного течения, радиальная и азимутальная компоненты существуют всегда, и обе эти компоненты примерно равны. Радиальная компонента ММП приблизительно параллельна вектору скорости потока и не должна поэтому создавать электрическое поле. Рассмотрим действие азимутальной компоненты.

Допустим, что Земля находится в положительном секторе ММП; его радиальная компонента, следовательно, направлена от Солнца, азимутальная — в сторону к вечерней полусфере, т. е. в сторону положительного направления оси u солнечно-магнитосферной системы координат. Силовые линии ММП, приближающиеся к Земле со стороны утреннего полупространства, т. е. со стороны отрицательных значений, при подходе к Земле отклонятся северной компонентой земного магнитного поля в сторону к северному полушарию и войдут в северную часть магнитосферы и ионосферу северной полярной шапки (рис. 4.12). При этом силовые линии, шедшие южнее плоскости эклиптики (помеченные знаком «плюс» на рис. 4.12) попадут ближе к утренней стороне магнитосферы и полярной шапки; линии, шедшие севернее (помеченные знаком «минус») — ближе к вечерней стороне. Электрическое поле солнечного ветра при рассматриваемом направлении ММП направлено к северу, и, следовательно, силовые линии ММП, отмеченные знаком «плюс», будут находиться под более высоким потенциалом, чем силовые линии, попадающие ближе к вечерней стороне и помеченные знаком «минус». В магнитосфере и ионосфере Северного полушария при этом образуется электрическое поле, направленное от утренней стороны к вечерней.

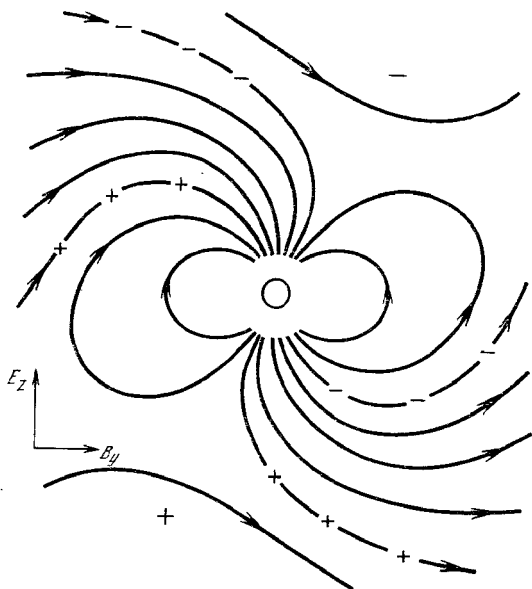


Рис. 4.12. Пересоединение геомагнитного и азимутального межпланетного магнитного полей

В южном полушарии силовые линии, вышедшие из Земли, уйдут в сторону вечернего полупространства, причем силовые линии, вышедшие из утреннего края полярной шапки (помеченные знаком «плюс»), расположатся южнее линий, вышедших из вечернего ее края (помеченные знаком «минус»). Линии, связанные с южным полушарием, принесут на утреннюю сторону полярной шапки более высокий потенциал, чем на вечернюю сторону. В южном полушарии, следовательно, также возникает электрическое поле, направленное от утренней стороны к вечерней.

При переходе в отрицательный сектор изменяет знак как ММП, так и связанное с ним электрическое поле, и, как может убедиться читатель, повторив приведенные выше рассуждения, направление электрического поля, вносимого в магнитосферу, останется таким же — от утренней стороны к вечерней. Отметим, кроме того, что при направлении $\mathbf{E}$ к северу, т. е. в положительном секторе ММП, общий потенциал южной полярной шапки должен быть выше потенциала северной шапки, в отрицательном секторе — наоборот, потенциал ионосферы северной полярной шапки должен быть выше, чем южной.

4.6.6. Измерения электрического поля

В обычных условиях потенциал электрического поля, возникающего в магнитосфере, передается по высокопроводящим геомагнитным силовым линиям в ионосферу. Из-за сгущения геомагнитных силовых линий по мере приближения к Земле электрическое

поле увеличивается. Так как Земля является хорошим проводником и может считаться изопотенциальной, то потенциал ионосферы может быть определен, скажем, электрометром, поднятым на аэростате до высот стратосферы с тем, чтобы избежать влияния тропосферных электрических полей. Трудность измерений связана с тем, что атмосфера не является диэлектриком, распределение электрического поля и потенциала в ней зависит от высотного распределения проводимости, которое известно недостаточно хорошо. Более аккуратными являются измерения ионосферного электрического поля по наблюдениям за дрейфом искусственных ионизированных светящихся облаков. К сожалению, эти измерения могут проводиться только в период сумерек, когда на Земле уже достаточно темно для наблюдения слабых свечений, но ионосфера еще освещена, так что облако может быть ионизовано. Эксперименты со светящимися облаками позволили исследовать некоторые, в основном локальные, особенности ионосферного электрического поля, но их оказалось недостаточно для построения глобального распределения поля.

К началу 70-х годов была разработана методика измерений электрического поля со спутников. Измерялась разность потенциалов между самим спутником и электродом, вынесенным за его пределы с помощью длинного стержня. По амплитуде и фазе разности потенциалов, возникающей при вращении спутника, определяли величину и направление поля. По результатам таких измерений Дж. Хеппнер [417] построил первые карты глобального распределения электрического поля над ионосферой; к их обсуждению мы обратимся несколько позже.

Локальные особенности электрического поля с успехом исследовали двоянными радарными типа STARE (см. п. 2.4.3). Двумя неподвижными радарными принимали сигналы, рассеянные авральной ионосферой. По их доплеровскому смещению определяли скорость волн в плазме, при определенных условиях совпадающую со скоростью дрейфа электронов. С помощью двух радаров можно найти две компоненты этой скорости; высокая разрешающая способность радаров позволяет определить величину этой скорости и электрического поля одновременно во многих точках исследуемого района ионосферы.

Для измерения скорости дрейфа ионосферы использовали и радары некогерентного рассеяния (см. п. 2.5.7). Практически все НР-установки, работающие в высоких широтах, где измерения электрического поля наиболее актуальны, снабжены поворотными антеннами, изменение угла возвышения которых позволяет менять широту исследуемого участка ионосферы в пределах до 10° .

При проведении таких работ на установке в Чатанике на Аляске было найдено, что на экваториальном краю доступного интервала широт электрическое поле, как правило, мало, и поэтому среднеширотная ионосфера была принята за изопотенциальную. Интегрированием измеренного электрического поля определяли разность потенциалов между среднеширотной ионосферой и ис-

следуемым участком высокоширотной ионосферы. Предполагалось, что профиль, исследуемый установкой, протянут до полярной шапки и, следовательно, пригоден для определения потенциала на границе последней. По суточному ходу измеренного потенциала была определена разность потенциалов между утренним и вечерним краями магнитосферы.

С началом работ большой полноповоротной антенны НР в Миллстоун-Хилле представилась возможность отказаться от постулирования изопотенциальности среднеширотной ионосферы. Большая антенна позволила принимать сигналы от низких широт до авроральной зоны. Станция работала при антенне, вращающейся по азимуту при фиксированном небольшом, в 15 или 4°, угле возвышения. Измеряли скорость дрейфа и искали представление поля, вызывающего этот дрейф, в виде ряда гармоник по долготе и ряда по степеням расстояния от авроральной зоны. Определяли и разность потенциалов $\Delta\phi$ поперек полярной шапки, соответствующую разности потенциалов между утренним и вечерним краями хвоста магнитосферы. Найдена зависимость этой разности (в кВ) от уровня магнитной активности:

$$\Delta\phi = 10 + 14,5 K_p. \quad (4.19)$$

Электрическое поле измеряли и установкой EISCAT, которая была трехпозиционной и потому определяла вектор скорости без каких-либо дополнительных допущений. Измерения подтвердили найденную Хеппнером зависимость электрического поля в высоких широтах от секторной структуры ММП [289].

Хеппнер [417] анализировал измерения, выполненные спутникомOGO-6, орбита которого во время измерений была ориентирована приблизительно вдоль терминатора. Электрическое поле поэтому определялось вдоль меридиана утро—вечер. Типичные широтные профили E_y -компоненты электрического поля (положительной в направлении к вечерней стороне), полученные с помощью спутника, приведены схематически на рис. 4.13, а, б. Найдено, что существуют два вида профилей, обозначенных Хеппнером как варианты А и В. Им соответствуют два типа конвекции, представленные на рис. 4.13, в, г изопотенциальными линиями, являющимися одновременно и линиями конвекции на высотах ионосферы — линиями электрического дрейфа замагниченных частиц. Общим в обоих случаях является то, что линии конвекции образуют два вихря с течением плазмы через полярную шапку с дневной стороны к ночной и обратным течением вдоль аврорального овала. Конвекции в ионосфере через полярную шапку соответствует основное течение плазмы к Солнцу в центральной части хвоста магнитосферы, вызванное электрическим полем, направленным с утра на вечер; движению вдоль овала отвечает антисолнечная конвекция по краям магнитосферы. Центрам вихрей на ионосферных высотах соответствуют экстремальные значения потенциала: максимальное в центре утреннего вихря, минимальное — в центре вечернего.

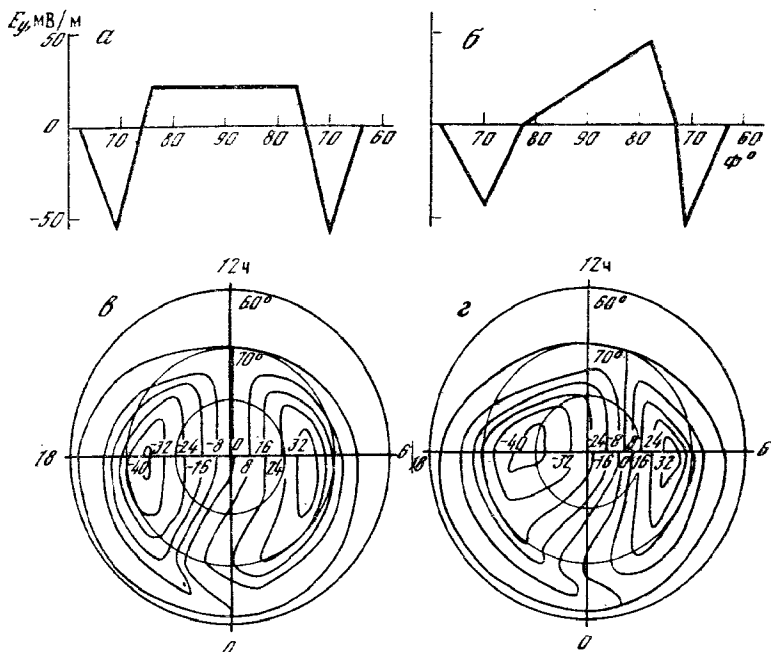


Рис. 4.13. Распределение электрического поля в ионосфере по Хешпнеру [417]

а, б — широтные профили E_y типа А и В соответственно; в, г — соответствующие им типы конвекции (линии равного потенциала (в кВ), совпадающие с траекториями электромагнитного дрейфа)

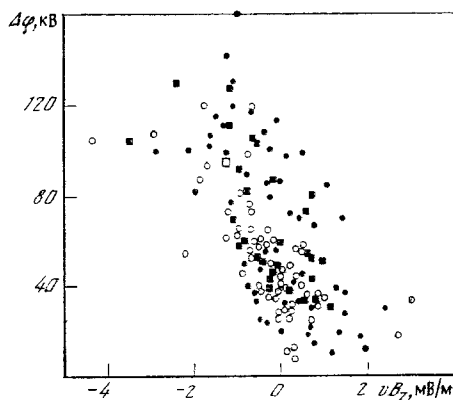


Рис. 4.14. Зависимость разности потенциалов поперек полярной шапки от E_y -компоненты электрического поля солнечного ветра [349]

Варианты А и В различаются характером симметрии вихрей. Вариант А реализуется над северной полярной шапкой, если Земля находится в отрицательном секторе ММП, и над южной, если она в положительном секторе. В этом варианте линии конвекции (см. рис. 4.13, в) образуют два сравнительно симметричных вихря. Конвекция в варианте В отличается от варианта А меньшей симметрией, большими размерами вечернего вихря; граница между вихрями сдвинута к утренней стороне.

Вывод о преобладании вечернего вихря был подтвержден и наблюдениями некогерентного рассеяния, эта особенность подчеркивалась в большинстве обобщающих работ. Этот вывод может показаться противоречащим данным геомагнитных исследований. При их выполнении было установлено, что отрицательные магнитные возмущения, наблюдаемые в зоне сияний, возникают втрое чаще, чем вечерние положительные, и их интенсивность втрое выше. Следует помнить, однако, что геомагнитные возмущения определяются силой ионосферного тока, которая зависит не только от электрического поля, но и от проводимости ионосферы, вызванной ионизацией в нижней части области E . Как показали детальные исследования, выполненные методом некогерентного рассеяния (см. [27]), проводимость авроральной ионосферы в утреннем секторе заметно выше, чем в вечернем, причем особенно велика разница в проводимости Холла, что и способствует усилению утренней токовой струи, создающей геомагнитные возмущения.

Асимметрия вихрей конвекции может быть вызвана двумя независимыми факторами: действием азимутальной компоненты ММП и влиянием терминатора. В положительном секторе ($B_y > 0$) электрическое поле, создаваемое солнечным ветром, направлено к северу и, следовательно, потенциал южной полярной шапки выше, чем северной. Понижение потенциала северной полярной шапки приводит к увеличению площади, занятой в ней отрицательным (относительно среднеширотной ионосферы) потенциалом, и соответственно к увеличению площади вечернего вихря. В южном полушарии при этом увеличивается площадь утреннего вихря.

Асимметрия вихрей конвекции может быть связана и с пространственным изменением проводимости ионосферы [151, 154, 641]. В области E ионосферы дрейф электронов через полярную шапку с дневной стороны на ночную переносит избыточный отрицательный заряд, создаваемый ионизацией солнечным излучением. При переходе через терминатор поток переносимых электронов должен уменьшиться, поскольку уменьшается концентрация в области E ионосферы. При этом часть терминатора, проходящая через центральную часть полярной шапки приобретает отрицательный потенциал. Обратный переход через терминатор потока плазмы, дрейфующей вдоль аврорального овала, сопровождается противоположным эффектом: возникновением положительного пространственного заряда из-за увеличения электронной концентрации и потока уносимых электронов. Электрическое поле, создаваемое рассмотренными эффектами, сглаживает разность потенциалов между вечерней стороной и серединой полярной шапки, увеличивая площадь вечернего вихря. В зависимости от знака сектора ММП действие обоих факторов (терминатора и азимутальной компоненты ММП) может складываться, усиливая асимметрию, или вычитаться, восстанавливая симметрию.

Вихри конвекции в ионосфере охватывают область, заключенную внутри экваториальной границы аврорального овала. На ши-

роты, меньшие этой границы, электрическое поле конвекции в стационарных условиях не проникает. Положение этой границы определяется положением внутренней границы альвеновского слоя, экранирующего внутреннюю часть магнитосферы от электрического поля конвекции. Величина разности потенциалов между утренним и вечерним краями полярной шапки является основной характеристикой электрического поля магнитосферного происхождения.

На рис. 4.14 представлены результаты спутниковых измерений разности потенциалов через полярную шапку в зависимости от E_y -компоненты электрического поля солнечного ветра, равной vB_z . Отчетливо видно, что с увеличением южной компоненты ММП разность потенциалов возрастает, однако смена знака B_z и соответственно E_y не приводит к исчезновению этой разности, значение которой не опускается ниже примерно 20 кВ. Отсюда можно сделать вывод, что механизм генерации магнитосферного электрического поля южной компонентой ММП перестает работать при смене знака B_z -компоненты, и его место при этом занимают механизмы с участием азимутальной компоненты ММП и вязкого трения.

4.7. Токи в магнитосфере

Любые пространственные изменения магнитного поля связаны с токами; наиболее резкие из них, такие, как магнитопауза, нейтральный слой в хвосте магнитосферы, ударная волна, — с токовыми слоями. На фронте ударной волны скачкообразное повышение плотности приводит к возрастанию вмороженного в поток магнитного поля, а это означает наличие токового слоя. На магнитопаузе происходит переход от ММП к земному полю, что также сопряжено с существованием токового слоя. Магнитная буря сопровождается выделением энергии; мощность процессов в авроральной ионосфере во время бури можно оценить следующим образом.

Магнитное поле (в нТл) под широким токовым слоем может быть найдено как $\Delta B = 0,2\pi I$, где I — погонная плотность тока (в А/км); π — угол, под которым видна полоса тока, обычно принимаемый за 180° . В авроральной зоне наблюдаются магнитные возмущения с интенсивностью до ~ 1500 нТл и выше, такому полю соответствует плотность тока в 1000 А/км и более. Ширина токовой полосы, возникающей при сильных возмущениях, значительно больше высоты тока и может достигать 1000 км, или 10° по широте. Полная сила тока в авроральной ионосфере, следовательно, может достигать 10^6 А, и мощность, потребляемая от магнитосферного генератора, при разности потенциалов в магнитосфере в 100 кВ будет порядка 10^8 кВт, что соизмеримо с мощностью электростанций индустриально развитой страны. Эта мощность подводится к ионосфере с помощью токов, соединяющих ее с магнитосферой.

Обтекание магнитосферы солнечным ветром создает разность потенциалов между ее утренним и вечерним краями, связанными силовыми линиями с соответствующими краями полярной шапки, и следует поэтому ожидать существования продольных токов, связывающих края полярной шапки и магнитосферы, втекающих в ионосферу на утренней стороне и вытекающих из нее на вечерней. Внося заряды в полярную шапку, они создают в ней равномерное электрическое поле, направленное с утра на вечер. Экваториальное полярной шапки, над авроральным овалом существует более сильное поле, обратное по знаку полю над полярной шапкой (см. рис. 4.13). Смена знака электрического поля означает, что именно здесь потенциал экстремален и здесь же располагаются основные источники поля. Далее в направлении к средним широтам потенциал быстро падает до нуля.

Как уже отмечалось, уничтожение (или ослабление) магнитосферного электрического поля во внутренней части магнитосферы, связанной со среднеширотной ионосферой, обусловлено экранирующим действием альвеновского слоя (см. п. 4.6.4). Частицы с магнитным моментом μ , дрейфующие к Земле под действием электрического поля, участвуют одновременно и в дрейфе вокруг Земли под действием неоднородного геомагнитного поля. Электрический дрейф не зависит от знака заряда, а направление дрейфа вокруг Земли — зависит, и этот дрейф вызывает частично кольцевой ток, приводящий к разделению зарядов на ночной стороне Земли и возникновению электрического поля, противоположного первоначальному.

Экранирующее поле поляризации передается в ионосферу по силовым линиям геомагнитного поля посредством продольных токов, связывающих внутренний край альвеновского слоя с экваториальной границей аврорального овала [148]. Эти продольные токи расположены в магнитосфере ближе к Земле, а в ионосфере — на меньших широтах, чем первичные, питающие токи, и противоположны им по направлению. Принято называть первичные, питающие токи, связывающие края магнитосферы с ионосферой полярной шапки, токами зоны 1, или 1-й системой продольных токов, а токи, связывающие альвеновский слой с экваториальной границей аврорального овала, — токами зоны 2, или 2-й системой продольных токов.

Важно отметить, что время, необходимое для формирования токов зоны 2, примерно равно 1 ч или более, тогда как передача электрического поля от солнечного ветра в ионосферу — менее 0,5 ч [148, 151]; разность между этими временами определяется скоростью дрейфа плазмы в магнитосфере. Изменения магнитосферного электрического поля, происходящие за время, меньшее времени создания 2-й токовой системы, не экранируются и могут проникать в средние и низкие широты, влияя как на возникающие там геомагнитные вариации [182], так и на поведение ионосферы (см. разд. 8.4). Степень экранирования зависит также от рас-

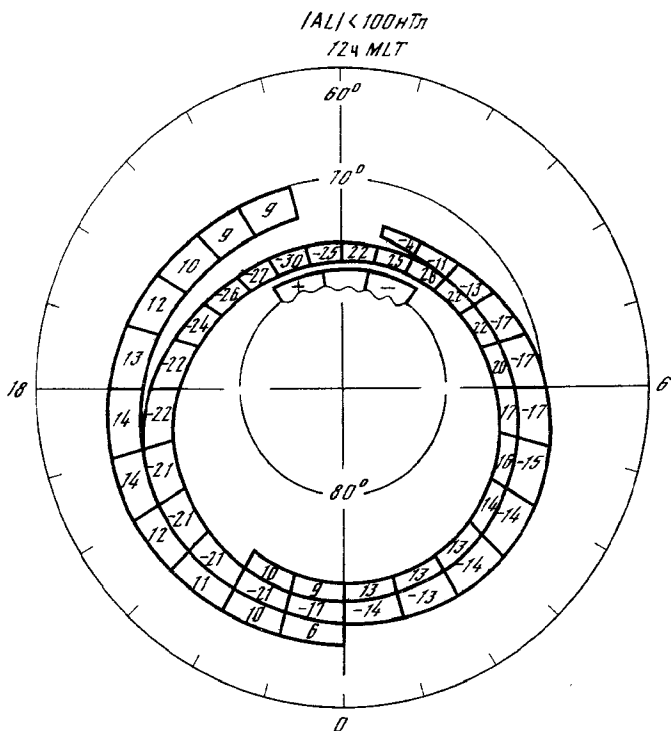


Рис. 4.15. Распределение продольных токов по данным [431, 556]
Положительные значения соответствуют втекающим в ионосферу токам

пределения проводимости ионосферы на участках, по которым замыкаются токи зон 1 и 2.

В п. 4.3.1 отмечалось, что по наблюдаемому на поверхности Земли магнитному полю нельзя составить однозначное и правильное представление о реальном распределении токов, создающих это поле. Задача обнаружения и измерения продольных токов, текущих к ионосфере, решается путем измерения магнитного поля в пространстве над ионосферой. Трудность измерения магнитного поля продольных токов с помощью спутников состоит в том, что продольным током создается поле, перпендикулярное к главному геомагнитному полю, вызывающее поворот суммарного вектора на малый угол. Прибор, регистрирующий повороты вектора магнитного поля, должен быть точно ориентирован в пространстве, что является сложной в техническом отношении задачей. Она была решена на спутнике «Триад», и по результатам выполненных на нем измерений [431, 649] были построены карты распределения продольных токов над ионосферой (рис. 4.15). Было установлено наличие над ионосферой высоких широт трех токовых систем. Первые две, обсуждавшиеся выше, представляют собою

кольцевые зоны вокруг геомагнитного полюса. Зона 1 расположена ближе к полюсу, с токами, текущими к ионосфере на утренней половине зоны 1 и от нее на вечерней половине той же зоны. В зоне 2, расположенной экваториальнее зоны 1, направление токов обратное.

На рис. 4.15 представлены значения погонной плотности тока (в единицах 10 А/км), которая определена по скачку магнитного поля (см. выражение (4.12)), регистрируемому при пролете спутника через токовый слой. Обнаружены токи в виде сравнительно узких и длинных лент, иногда нескольких, растянутых на многие сотни и тысячи километров. На рис. 4.15 приведены средние значения погонной плотности, типичные для данного участка ионосферы. Полное значение силы тока может быть получено умножением приведенных значений на длину токовой ленты, т. е. на размер по долготе рассматриваемого участка.

Как видно из рис. 4.15, сила тока в зоне 1 максимальна на дневном ее участке и падает по мере приближения к ночному. Усиление тока на дневной стороне ионосферы может быть связано с понижением сопротивления цепи токов зоны 1 на этом участке. Интенсивность токов зоны 2 максимальна на утренне-вечернем меридиане. В послеполуночном секторе силы токов обеих зон становятся примерно равными, на остальных участках ток в зоне 1 превышает ток в зоне 2. В вечернем секторе зона 1 совпадает с областью дискретных полярных сияний, зона 2 — с областью диффузных сияний.

Наблюдения выявили зависимость силы тока от величины электрического поля, переносимого солнечным ветром и рассчитываемого как $E = v(B_y^2 + B_z^2)^{1/2} \sin(\theta/2)$, где θ — угол между геомагнитным полем и B_z -компонентой ММП. В [556] для зависимости плотности тока (в мкА/м^2) от E (в мВ/м) даются выражения $J = 0,93E + 2,18$ при $B_y > 0$ в утреннем секторе и $J = 1,25E + 1,56$ для $B_y < 0$ в вечернем секторе. В спокойных условиях в обоих выражениях превалирует постоянное слагаемое, отражающее вклад вязкого увлечения в генерацию токов зоны 1.

Распределение токов оказывается более сложным в предположном секторе, где образуются три полосы токов: интенсивный вытекающий, переходящий в утреннюю зону 2 и вечернюю зону 1, и два втекающих тока — полярнее и экваториальнее вытекающего. Границы областей втекающих и вытекающих токов наклонены по отношению к географической параллели, так что при суточном движении авроральные обсерватории пересекают эти границы. В пространстве между токами зон 1 и 2 на утренней стороне электрическое поле направлено к экватору, электрический дрейф — к дневной стороне, к востоку, ионосферный ток Холла — к западу, к ночному сектору. Между токами зон 1 и 2 в вечернем секторе электрическое поле направлено к полюсу и вызывает $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейф к западу, к дневной стороне ионосферы, и ток Холла к востоку.

В предполуночном секторе токовые струи встречаются; западная (направленная на запад) струя течет, несколько приближаясь к полюсу, восточная смещается к экватору. Встреча токовых струй образует разрыв Харанга, смену положительных геомагнитных возмущений, характерных для вечернего сектора, утренними отрицательными. С увеличением уровня активности размер аврорального овала увеличивается; авроральная обсерватория, пересекающая разрыв Харанга при своем суточном движении, пересекает его раньше и регистрирует смену положительных возмущений отрицательными в более ранние часы. Основные токовые струи авроральной области (западная в утреннем секторе и восточная в вечернем) создаются дрейфом электронов в электрическом поле, возникающем в зазоре между токами двух основных зон 1 и 2. В районе разрыва Харанга образуются три полосы продольных токов и две ионосферных токовых струи, обтекающие средний продольный ток в противоположных направлениях. Такой структуре должно соответствовать электрическое поле, направленное с обеих сторон к среднему продольному току, к области минимума потенциала.

На дневной стороне магнитосферы, вблизи полуденного меридиана, токи зоны 2 исчезают, но появляется третья система токов, расположенная полярнее зоны 1. На положение и знак продольных токов зоны 3 влияет азимутальная компонента ММП. Эта компонента, положительная в положительном секторе ММП, наводит в пространстве вокруг магнитосферы электрическое поле, направленное от южного полупространства к северному. Это поле создаст ток в цепи, состоящей из участков, включающих каспы и замкнутую силовую линию геомагнитного поля, прилегающую к ним со стороны низких широт (рис. 4.16). При смене знака сектора направление этого тока меняется на обратное.

С этим током, по-видимому, связана центральная часть зоны 3, в которой направление тока зависит от ММП. Направление токов на краях, обращенных к утренней и вечерней сторонам, противоположно направлению токов зоны 1 и не зависит от знака сектора. Возникновение этих токов может быть объяснено шунтирующим действием каспа, через который может быть частично замкнуто электрическое поле, создаваемое токами зоны 1.

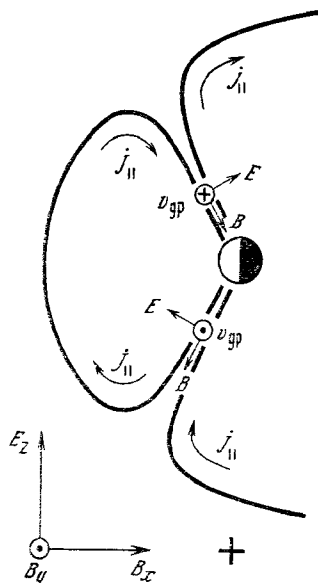


Рис. 4.16. Формирование продольных токов зоны 3 и эффект Свальгаарда—Мансурова

При направленном к северу электрическом поле, как это видно из рис. 4.16, в ионосфере полярных шапок возникает разность потенциалов между замкнутыми силовыми линиями, проходящими по экваториальной стороне каспов, и разомкнутыми силовыми линиями полярных частей каспов. Этой разности соответствует электрическое поле, направленное от южного полюса к северному и локализованное в узких областях каспов. Из-за узости участка, на которых происходит падение потенциала, величина этого поля может быть и большой. Направленное к северу электрическое поле, действующее в зазоре между идущими в разные стороны силовыми линиями, создаст ток Холла, направленный к вечерней стороне. В отрицательном секторе ММП знак межпланетного электрического поля изменится на обратный, изменится и направление дрейфа. Изменение дрейфов и связанных с ними токов в полярной шапке оказались настолько хорошо выраженными, что это позволило Л. Свальгаарду [594] и независимо от него С. М. Мансурову [155] использовать наблюдения на приполюсных магнитных обсерваториях для рутинного ежедневного определения знака секторной структуры ММП и восстановления характера распределения секторов в периоды, когда непосредственные определения ММП не производились.

4.8. Плазма в магнитосфере

По характеру плазмы магнитосфера может быть подразделена на ряд областей (см. рис. 4.8). Непосредственно к магнитопаузе примыкает *пограничный слой*, в котором выделяют *входной слой*, заполняющий касп, и расположенный к экватору от него *низкоширотный пограничный слой*. Пограничный слой, расположенный от каспа в направлении к хвосту магнитосферы, иногда подразделяют на собственно пограничный слой, примыкающий к магнитопаузе, и на *плазменную мантию*, расположенную между ним и *долями хвоста*. Доли хвоста характеризуются чрезвычайно низкой плотностью плазмы. В экваториальной части хвоста область разреженной плазмы контактирует со сравнительно плотным *плазменным слоем*, расположенным около нейтрального слоя, разделяющего доли с противоположно направленным магнитным полем. В ближайшей к Земле, внутренней части магнитосферы расположена область высокой плотности плазмы, называемая *плазмосферой*. В области замкнутых силовых линий геомагнитного поля существуют *пояса захваченных энергичных частиц*, центробежный и градиентный дрейфы которых создают *кольцевой ток* вокруг Земли, ответственный за главную фазу магнитной бури. В приполюсных областях, на силовых линиях, уходящих в хвост магнитосферы, возможно сверхзвуковое истечение плазмы из ионосферы, называемое *полярным ветром* (см. п. 6.3.6).

4.8.1. Плазмосфера

Наблюдения за распространением свистов привели Д. Карпентера к выводу, что на некотором расстоянии от Земли должен существовать излом радиального профиля плотности плазмы, «колена», сопровождающееся резким уменьшением концентрации частиц. Этот вывод впоследствии был подтвержден прямыми измерениями, выполненными с помощью ракет и спутников. Было найдено, что резкая граница между плотной и разреженной плазмой, получившая название *плазмопаузы*, вытянута вдоль силовых линий геомагнитного поля и прослеживается вплоть до верхней части области $F2$, до основания протоносферы (см. также п. 7.4.1).

Возникновение скачка плотности плазмы связано с дрейфом плазмы в магнитосфере под действием электрических полей конвекции и коротации. На электрическое поле конвекции, направленное от утренней стороны магнитосферы к вечерней, накладывается поле коротации, направленное в экваториальной плоскости по радиусу к Земле. При напряженности поля конвекции E его потенциал может быть представлен как $\varphi = Er \sin \lambda$, где λ — долгота, отсчитываемая от полуночного меридиана. Поле коротации описывается выражениями (4.15), (4.16). В утреннем секторе экваториальной плоскости оба поля параллельны и складываются, в вечернем — вычитаются и на геоцентрическом расстоянии

$$r_p = \sqrt{\varphi_0 R_E / E}, \quad (4.20)$$

где $\varphi_0 = M\Omega / cR_E = 91,5$ кВ — потенциал экватора вращающейся Земли относительно полюса, равнодействующая двух полей переходит через нуль, образуя точку застоя, или стагнации.

На частицы, находящиеся на меньшем расстоянии, действует результирующее поле, заставляя их дрейфовать по замкнутым траекториям, поскольку преобладает поле коротации. На больших расстояниях в результирующее поле основной вклад вносит поле конвекции, под действием которого частицы дрейфуют в направлении к Солнцу. Дрейфовая траектория, проходящая на вечерней стороне на геоцентрическом расстоянии r_p , отделяет замкнутые траектории дрейфа и плазму, вращающуюся вместе с Землей, от плазмы, дрейфующей по разомкнутым траекториям и уходящей к магнитопаузе. Форму предельной траектории можно получить из уравнения изопотенциальной линии в экваториальной плоскости, проходящей через разграничительную точку застоя на вечерней стороне:

$$(r/r_p) \sin \lambda - r_p/r + 2 = 0, \quad (4.21)$$

в котором значение постоянного слагаемого определено из условия, что вечером, при $\lambda = 3\pi/2$ расстояние $r = r_p$.

Плазмосфера заполняется ионосферной плазмой в дневное время путем диффузии (см. п. 6.3.7) и становится резервуаром,

питающим ионосферу в ночное время. В области разомкнутых траекторий ионосферная плазма уносится конвекцией и теряется при прохождении через приполюсные области, участвуя в создании полярного ветра. В экваториальном сечении форма плазмопаузы приблизительно соответствует зависимости $r(\lambda)$, получаемой из уравнения (4.21). В вечернем секторе плазмопауза наиболее удалена, находясь на расстоянии r_p , в остальных долготных секторах она располагается ближе к Земле, с $r < r_p$.

Следует отметить, что в уравнении (4.21) линии, разделяющей замкнутые и разомкнутые траектории, не было учтено экранирующее действие поля альвеновского слоя. Отметим также, что отождествление плазмопаузы с последней замкнутой траекторией дрейфа является приближением, соответствующим стационарному состоянию. В среднем размер плазмосферы уменьшается с увеличением поля конвекции, т. е. с ростом геомагнитной активности. По данным прямых измерений положение плазмопаузы оценивается в $L \sim 6 \div 8$ в спокойные периоды и $L \sim 2,5 \div 4$ в возмущенные, где L — расстояние до вершины геомагнитной силовой линии в земных радиусах.

Отметим также существование «горячей» зоны на периферии плазмосферы — области высоких ионных температур ($T_i > 20\,000\text{ К}$), расположенной на самых внешних магнитных оболочках плазмосферы, примыкающих к плазмопаузе. С ростом магнитной активности «горячая» зона приближается к Земле вместе с плазмопаузой [60].

4.8.2. Пограничные слои

Переход от плазмы солнечного ветра с относительно высокой плотностью к разреженной, характерной для внутренних частей магнитосферы, происходит постепенно, в довольно толстом слое, определяемом как пограничный. По энергетическому спектру частицы пограничного слоя близки к частицам магнитослоя, расположенного между магнитопаузой и ударной волной. Ионный состав их, однако, отличается присутствием ионов кислорода, явно ионосферного происхождения. Содержание последних резко возрастает с ростом активности. Низкоширотный пограничный слой наиболее тонок на дневной части магнитосферы, где его толщина составляет малые доли радиуса Земли. По мере удаления от подсолнечной точки толщина слоя возрастает, достигая наибольших значений в области каспа, где пограничный слой называется входным. Плазма, сжимаемая вблизи лобовой части магнитопаузы, частично проникает в низкоширотный пограничный слой и растекается к бокам магнитосферы и к входному слою. Движение в сторону каспа может быть описано как в терминах увлечения плазмы сокращающимися пересоединившимися силовыми линиями, скрепленными с Землей и с обтекающим потоком, так и в терминах $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа. В ходе дрейфа от лобового участка ко входному слою скорость частиц и их энергия могут возрасти за счет маг-

нитной энергии поля, приносимого потоком, и его кинетической энергии.

Входной слой, заполняющий воронку каспа, образуется плазмой магнитослоя и плазмой, пришедшей от низкоширотного участка пограничного слоя. Некоторая часть этой плазмы по зазору между силовыми линиями, уходящими на дневную и ночную стороны, опускается до высот ионосферы, вызывая там повышение ионизации, температуры и другие геофизические эффекты; другая же часть плазмы вдоль высокоширотной границы магнитосферы течет в направлении к хвосту. В пограничных слоях, где плазма течет сквозь магнитное поле, связанное с Землей, осуществляется вязкое взаимодействие обтекающего потока с магнитосферой Земли, которое создает электрическое поле, не зависящее от межпланетного магнитного поля.

4.8.3. Плазменный слой

Около нейтрального слоя, разделяющего доли хвоста магнитосферы, расположен плазменный слой, который играет чрезвычайно важную роль в магнитосферных процессах. В нем наряду с электронами и протонами содержатся также в некотором количестве ионы гелия и кислорода, свидетельствующие, что в плазменном слое находятся частицы как солнечного, так и ионосферного происхождения. Доля последних резко возрастает в периоды повышенной активности и уменьшается по мере удаления от Земли. Энергетический спектр частиц плазменного слоя чрезвычайно широк и захватывает интервал от единиц или десятков электронвольт до десятков килоэлектронвольт.

В плазменном слое происходит энергизация поступающих в него частиц: в пространстве с противоположно направленными магнитными полями протекает ток, создающий скачок магнитного поля. Сила этого тока может быть найдена по соотношению (4.12). Направление тока — от утренней стороны магнитосферы к вечерней — совпадает с направлением основного электрического поля в магнитосфере, и это поле, следовательно, ускоряет частицы. Передаваемая им энергия, как не трудно убедиться, достаточно велика для того, чтобы обеспечить энерговыделение, типичное для магнитной бури. Это же электрическое поле обеспечивает и приток плазмы через доли хвоста от пограничных слоев к плазменному.

Плазменный слой утолщен вблизи своего внутреннего, обращенного к Земле края; он толще на утренней и вечерней сторонах по сравнению с центральной, полуденной частью. Типичные значения концентрации частиц в нем составляют $0,1-2,0 \text{ см}^{-3}$; типичные значения потоков протонов порядка 10^7 , электронов — $10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$; типичные значения потоков энергии, переносимой протонами, близки к $0,3$, а электронами — к $1-1,5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$. Средняя энергия электронов составляет сотни электронвольт, протонов — несколько килоэлектронвольт [226].

Существование достаточно четко выраженного внутреннего края плазменного слоя обусловлено выталкивающим действием геомагнитного поля на заряженные частицы, и в этом смысле он может быть отождествлен с альвеновским слоем. Положение внутреннего края плазменного слоя зависит от геомагнитной активности; с ее ростом внутренний край смещается вглубь магнитосферы, хорошо коррелируя с положением плазмопаузы. Силовыми линиями геомагнитного поля внутренний край плазменного слоя связан с экваториальной границей аврорального овала, точнее — зоны диффузных вторжений [39].

4.8.4. Кольцевой ток

Частицы с большими питч-углами захватываются геомагнитным полем в магнитную ловушку и дрейфуют вокруг Земли под действием выталкивающей силы, создаваемой кривизной и неоднородностью геомагнитного поля, образуя кольцевой ток, направленный на запад и ответственный за понижение магнитного поля в главную фазу магнитной бури. Интенсивность этого тока определяется суммарной энергией захваченных частиц, большую роль в его формировании поэтому играют энергичные частицы, концентрация которых может быть и не велика. Сила кольцевого тока возрастает во время возмущений, и при этом он приближается к Земле.

Для существования замкнутого кольцевого тока необходимо наличие радиального градиента в осесимметричном магнитном поле. Однородное электрическое поле, существующее в магнитосфере, препятствует замыканию кольцевого тока, формируя альвеновский слой и частичный кольцевой ток. В полости внутри альвеновского слоя внешнее электрическое поле ослаблено. Энергичные частицы, попавшие в эту полость, будут дрейфовать по замкнутым траекториям, не испытывая мешающего воздействия электрического поля. Во время возмущений возрастает число энергичных частиц, которые могут проникнуть внутрь альвеновской полости, созданной дрейфом менее энергичных частиц. Отсутствие электрического поля в этой полости приводит к увеличению числа частиц, движущихся по замкнутым траекториям и создающих кольцевой ток.

Захваченная плазма может содержать частицы ионосферного происхождения, об их присутствии говорит наличие ионов O^+ . Воздействие быстрых частиц кольцевого тока на фоновую плазму со сравнительно малыми скоростями собственных волн приводит к развитию различных колебательных режимов и возникновению излучений, принимаемых наземными средствами наблюдений. Диссипация волн передает энергию возбуждивших их частиц фоновой плазме, повышая ее температуру [115] и формируя во внешней части плазмосферы «горячую» зону. Тепло «горячей» зоны отводится путем теплопроводности вдоль геомагнитных силовых линий вниз, в ионосферу, вызывая там возникновение красных

дуг и ряд других эффектов, обсуждаемых в разд. 7.4 и 8.5. Диссипация кольцевого тока осуществляется также путем перезарядки энергичных ионов с нейтральными атомами водорода [140].

4.8.5. Высыпающиеся частицы

Магнитосфера Земли заполнена частицами с различными питч-углами — углами между вектором скорости частицы и геомагнитным полем. В атмосферу Земли могут прорваться лишь частицы с питч-углами, меньшими некоторого порогового значения, с вектором скорости, лежащим внутри конуса потерь (см. п. 1.1.8). Гибель таких частиц в атмосфере приводит к провалу в питч-угловом распределении, к неравномерности распределения скоростей по направлениям. Наличие малой переменной электромагнитной добавки к постоянному геомагнитному полю приводит к нарушению инвариантности магнитного момента частицы и к диффузии по питч-углам, которая, как и всякая другая диффузия, стремится выровнять возникающую неоднородность и заполнить конус потерь. Это, в свою очередь, ведет к появлению новых частиц, способных высыпаться в атмосферу.

Питч-угловая диффузия ускоряется развитием неустойчивости. В плазме, находящейся в долях магнитосферного хвоста, питч-угловая диффузия создает потоки частиц, высыпающихся в полярную шапку, — так называемый «полярный дождь». Энергетическое распределение этих частиц соответствует плазме магнитослоя; потоки энергии, переносимой электронами, составляют 10^{-3} — 10^{-2} эрг·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$, их характерные энергии порядка 100 эВ. Эти потоки неоднородны. Возрастание их на порядок и более проявляется в виде дуг сияний в шапке, вытянутых по ходу конвекции. Во время возмущений энергетический спектр частиц полярного дождя становится более жестким.

В области каспа наблюдаются высыпания мягких электронов входного слоя с энергиями примерно 100 эВ и протонов с энергиями около 500 эВ; потоки частиц в каспе на два порядка выше, чем в полярном дожде.

В наиболее яркой форме высыпания частиц проявляются в авроральном овале, где они сопровождаются свечением атмосферы — полярными сияниями. Энергия этих частиц, называемых *авроральными*, составляет 1—10 кэВ. Существует и кольцевая зона высыпания более жестких частиц с энергиями более 20 кэВ, проявляющаяся в повышении ионизации на уровне D-области ионосферы и в усилении так называемого *аврорального поглощения* (см. п. 8.3.1).

Авроральные вторжения делят на *дискретные* и *диффузные*, с ними связаны соответствующие формы полярных сияний (см. рис. 4.3). Диффузные вторжения сравнительно однородны, охватывают широкую ($\sim 10^\circ$) овальную зону, экваториальный край которой, как отмечалось, связан силовыми линиями геомагнитного поля с внутренним краем плазменного слоя. Энергетический

спектр частиц диффузных вторжений подобен спектру частиц плазменного слоя. Потоки высыпавшихся электронов переносят энергию $\sim 0,1-0,3$ эрг·см⁻²·с⁻¹, энергия, переносимая высыпавшимися протонами, на порядок ниже. Происхождение диффузных вторжений можно объяснить питч-угловой диффузией частиц плазменного слоя, диффузные высыпания существуют при любом уровне магнитной активности, но усиливаются с ее повышением.

Дискретные вторжения связаны с суббуриями, локализованы внутри зоны диффузных высыпаний в узких, менее 1° широты полосах, претерпевают резкие пространственные и временные изменения. Энергетический спектр частиц можно представить как сумму фонового спектра, близкого к спектру частиц плазменного слоя, и квазимонохроматического спектра, с узким максимумом где-то между 1 и 10 кэВ. Замечено, что ширина полосы, занятой дискретными вторжениями, увеличивается с ростом ширины спектрального пика. Протоны в дискретных вторжениях практически отсутствуют. Величина потока энергии, переносимой электронами, составляет от долей до десятка эрг на квадратный сантиметр в секунду. При пересечении спутником области дискретного высыпания часто наблюдается изменение энергии вторгающихся частиц: она увеличивается, проходит через максимум и убывает, что связано, по-видимому, с действием локальных электрических полей. Такие структуры получили название Λ -структур, в зарубежной литературе называемых структурами типа V перевернутое. Электрическое поле, ускоряющее электроны в таких структурах вниз, может, по-видимому, создать и ускоренные потоки ионосферных ионов вверх, часто наблюдающиеся в районе возникновения возмущений.

4.9. Магнитосферная суббуря

Появление южной компоненты межпланетного магнитного поля приводит, как мы видели, к дополнительному переносу в хвост магнитосферы вещества, магнитного поля и их энергии. Это переводит магнитосферу в неустойчивое состояние, которое не может долго продолжаться. Переход магнитосферы в нормальное состояние представляет собой взрывной процесс высвобождения накопленной энергии. Этот процесс классифицируется как магнитосферная суббуря.

4.9.1. Фазы суббури.

Суббуря в геомагнитном поле и в авроральных явлениях

Исследование суббурь началось с изучения полярных геомагнитных возмущений. Было установлено, что в ночном секторе возмущение характеризуется стремительным уменьшением северной составляющей геомагнитного поля, названным *взрывной фазой*

суббури и сменяющимся затем *фазой восстановления* [7]. Типичная длительность взрывной фазы суббури составляет 15—30 мин, возмущение в максимуме может превысить 1000 нТл, обычные амплитуды в 100 нТл и более. Фаза восстановления геомагнитного поля к нормальному уровню длится 1—3 ч. Тщательное изучение магнитограмм [241] показало, что взрывной фазе предшествует *подготовительная*, состоящая в небольшом, но четко выраженном изменении геомагнитного поля, различном в различных долготных секторах. Эквивалентная токовая система подготовительной фазы похожа на приведенную на рис. 4.2, но без токов в предполуденном секторе. Токи этого сектора, включающие разрыв Харанга, возникают во взрывную фазу суббури с одновременным резким усилением токов во всех долготных секторах. Начало взрывной фазы сопровождается появлением цуга затухающих геомагнитных пульсаций $Pi-2$ с периодами 1—3 мин.

Подготовительная фаза суббури характеризуется уменьшением широты экваториальной границы области диффузного свечения во всех долготных секторах. Во взрывную фазу усиливается яркость существующих дуг, возникают новые дуги, полярная граница свечения смещается к полюсу, экваториальная продолжает смещаться к экватору, возникают дискретные формы сияний. Особенно резко усиливается яркость сияний в ночном секторе. Полярная граница свечения в ночном секторе движется к полюсу быстрее, чем в соседних долготных секторах, формируя направленный к полюсу выступ. На его западной стороне образуется изогнутая дуга сияний, быстро движущаяся к западу. В утреннем секторе образуются структуры сияний типа пульсирующих пятен и волн, бегущих к востоку. Взрывная фаза сопровождается образованием в ночном секторе области интенсивного аврорального поглощения, связанного с высыпанием энергичных ($E > 20$ кэВ) электронов.

4.9.2. Процессы в магнитосфере

Как показали статистические исследования [263], возникновение суббури наиболее четко связано с изменением ММП, с его поворотом к югу, с возникновением или усилением южной компоненты ММП. При этом усиливается магнитосферное электрическое поле, возрастает скорость конвекции, ускоряется перенос силовых линий с дневной стороны магнитосферы на ночную, ослабляется геомагнитное поле на дневной стороне и усиливается на ночной, уменьшается широта каспа, возрастает размер полярной шапки. Плазменный слой на больших расстояниях от Земли сдавливается и утоньшается, вблизи Земли его толщина возрастает. Внутренняя кромка плазменного слоя приближается к Земле, уменьшая широту экваториальной границы аврорального овала. Заметно увеличивается энергия частиц в плазменном слое. Все эти изменения характерны для начальной, подготовительной фазы суббури, длящейся обычно около часа.

В хвосте магнитосферы при этом происходит непрерывное накопление энергии, переводящее магнитосферу в неустойчивое состояние. Разрядка, возвращение к устойчивости может произойти спонтанно, но может быть ускорено внезапным изменением внешних условий: повышением давления солнечного ветра или резким изменением ММП [212]. Нарастание плотности тока в нейтральном слое хвоста магнитосферы, вызванное сжатием плазменного слоя и действием электрического поля, может привести к возникновению аномального сопротивления на некотором участке тока и к его разрыву. Разрыв тока может быть вызван и импульсом электрического поля в направлении, обратном току, при внезапном возникновении северной компоненты ММП. Уничтожение тока и связанного с ним магнитного поля на некотором участке нейтрального слоя должно по закону индукции привести к появлению токов, обтекающих этот участок и обеспечивающих непрерывность переноса зарядов.

Обтекание совершается по силовым линиям геомагнитного поля, соединяющим края участка разрыва с Землей и по участку ионосферы между этими силовыми линиями. По силовой линии, соединяющей утренний край участка разрыва тока с ионосферой, потечет ток к ионосфере, по силовой линии вечернего края разрыва — из ионосферы. Наблюдения заставляют предполагать, что на пути этого вытекающего тока, т. е. потока электронов, стремящихся от участка разрыва к ионосфере, где-то вблизи Земли, на высотах в несколько тысяч километров возникает участок аномального сопротивления, сопровождающийся созданием двойного электрического слоя с более высоким потенциалом на стороне, обращенной к Земле. Этот слой ускоряет электроны, летящие к Земле, вызывает появление Δ -структуры и образование потоков ускоренных ионов, летящих от Земли.

Энергичные электроны, вторгаясь в атмосферу Земли, ионизируют нейтральный газ и повышают проводимость ионосферы. Если процесс разрушения тока в хвосте магнитосферы продолжается и участок разрыва расширяется к краям магнитосферы, то вытекающий из ионосферы ток, т. е. поток электронов, летящих к Земле, должен смещаться к западу, оставляя за собой в ионосфере канал повышенной проводимости, по которому замыкается токовая цепь (рис. 4.17). Участок разрыва токового слоя в хвосте магнитосферы проектируется на ночной сектор ионосферы, и именно здесь возникают интенсивные замыкающие токи, текущие между силовыми линиями в направлении к западу. В отличие от вечернего и утреннего секторов питающие продольные токи на рассматриваемом участке оказались расположенными не с боков, а по концам ионосферного тока. Это объясняется тем, что движущийся к западу вытекающий ток образовал в ионосфере узкий проводящий канал, в котором проводимость Педерсена и Холла перешли в проводимость Каулинга (см. п. 1.2.7).

Исследования с помощью двоянных радаров типа STARE выявили следующие особенности протекания суббури в ночном

Рис. 4.17. Конфигурация токов суббури в районе разрыва Харанга

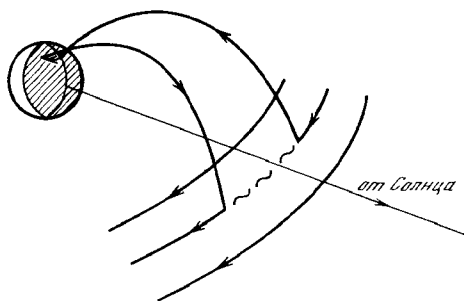
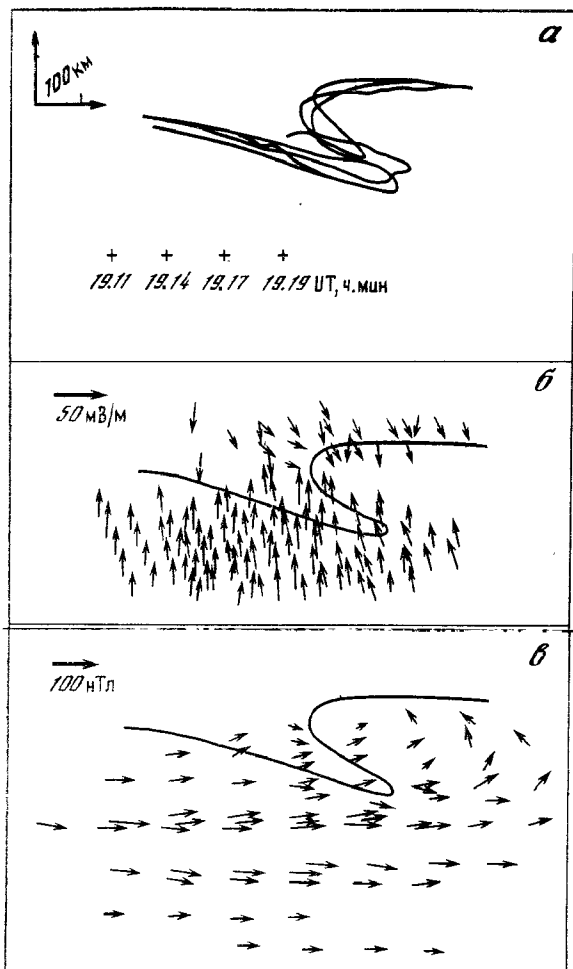


Рис. 4.18. Результаты наблюдений сияний (а), электрических полей (б) и токов (в) в районе изгиба полярных сияний [397]



секторе (рис. 4.18) [316, 397]. Складка полярного сияния движется к западу, сохраняя свою форму. На рис. 4.18, *а* приведены четыре последовательных изображения дуги, сдвинутых так, что положение обсерватории Кируна, отмеченное на схеме крестиками, смещалось. За 8 мин наблюдения положение дуги сместилось на 370 км, т. е. дуга двигалась к западу со средней скоростью 770 м/с. Южнее сияния регистрируется электрическое поле (рис. 4.18, *б*), направленное к северу и вызывающее ток к востоку. К северу от изгиба дуги электрическое поле направлено к югу; ионосферный ток вблизи головы изгиба образует вихрь, обтекаемый против часовой стрелки (рис. 4.18, *в*). Такая картина распределения электрического поля и токов соответствует минимуму потенциала внутри изгиба, создание которого может быть приписано действию вытекающего тока.

Наблюдения [316] указывают также на существование втекающего тока к востоку от изгиба, менее плотного, но занимающего большую площадь. Между вытекающим и втекающим продольными токами в предполуночном секторе существует западная электроструя. Эта струя, созданная распадом тока в хвосте магнитосферы вместе с восточной струей (см. рис. 4.18, *в*) и образует разрыв Харанга. Восточная и западная струи в вечернем и утреннем секторах существуют всегда вследствие магнитосферной конвекции; во время бурь они усиливаются.

Разрушение некоторого участка токового слоя, разделяющего доли хвоста магнитосферы, создает возможность перехода силовых линий через нейтральный слой и пересоединения — соединения силовых линий северной доли хвоста с линиями южной. Возникающая при этом конфигурация магнитного поля неустойчива: максвелловские натяжения стремятся сократить длину силовых линий и привести в движение связанную с ними плазму. Плазма, расположенная ближе к Земле, сокращающимися силовыми линиями ускоряется в направлении к Земле, а плазма, расположенная за областью пересоединения, — в сторону от Земли. Движению плазмы к Земле соответствует усиление на участке между Землей и областью пересоединения электрического поля, направленного с утра на вечер. Это поле, уже независимое от ММП, передается в ионосферу и способствует усилению токовых струй, оно же обеспечивает поступление новой плазмы к внутреннему краю плазменного слоя, поддерживая таким образом высыпания из него. Ионизация высыпающимися частицами повышает проводимость ионосферы, усиливая тем самым токовые струи, создающие геомагнитные возмущения. Рассмотренная цепочка процессов может составить часть суббури и в течение возмущения повториться несколько раз.

НЕЙТРАЛЬНАЯ АТМОСФЕРА И ПРОЦЕССЫ В НЕЙ

5.1. Характерные высотные области нейтральной атмосферы

Ионизированные частицы, благодаря которым ионосфера существует как таковая, образуются из нейтральных, общая масса которых в 10^{12} — 10^{13} раз превосходит общую массу заряженных частиц. Собственно ионосфера начинается с высот примерно 50—60 км. Ниже атмосфера практически полностью нейтральна, выше степень ионизации $\left(\sum_i n_i / \sum_n n_n\right)$ растет с высотой, но лишь на высотах около 1000 км, т. е. у основания протоносферы, концентрации заряженных и нейтральных частиц сравниваются, а во всех ионосферных слоях (D , E , $F1$ и $F2$) заряженные частицы являются малой примесью к нейтральной атмосфере. Ясно, что состав и динамика нейтральной атмосферы решающим образом влияют на поведение заряженных частиц.

Это влияние состоит в том, что нейтральная атмосфера поглощает солнечное ионизирующее излучение, определяя его интенсивность на нижележащих уровнях; она является поставщиком ионизируемых частиц, концентрация которых определяет скорость ионообразования, и регулятором рекомбинации заряженных частиц (через промежуточный этап ионно-молекулярных реакций). Обмен импульсом в столкновениях нейтральных частиц с заряженными определяет диффузию и ветровое увлечение последних. Нейтральный газ выступает в роли охладителя электронного и ионного газов. Влияние нейтральной атмосферы на поведение заряженных частиц будет рассмотрено в гл. 6. Настоящая же глава посвящена сведениям о свойствах собственно нейтральной атмосферы и тех протекающих в ней процессах, которые определяют ее собственное поведение, включая обратное влияние заряженных частиц на нейтральные, которое весьма значительно, особенно в периоды геомагнитных возмущений.

Нейтральную атмосферу условно разделяют на ряд высотных областей по характеру доминирующих в них процессов. Верхние границы некоторых из этих областей, называемые «паузами», привязывают к особенностям высотного профиля температуры нейтрального газа (рис. 5.1).

Тропосфера — самая нижняя область атмосферы с отрицательным высотным градиентом температуры ($\sim -5 \div -10$ К/км), простирающаяся от поверхности Земли до *тропопаузы*, на которой

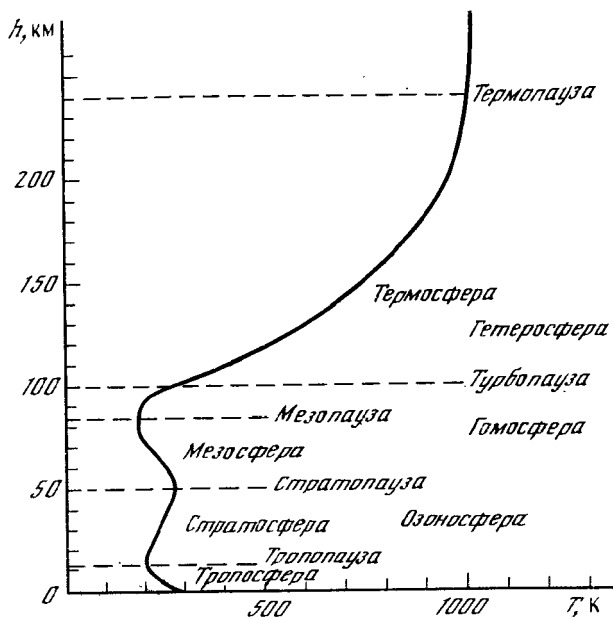


Рис. 5.1. Высотный ход температуры нейтрального газа и характерные высотные области нейтральной атмосферы

градиент T обращается в нуль. Высота тропопаузы максимальна на экваторе (~ 18 км), где ее температура минимальна (~ 190 К), и минимальна у полюсов (~ 8 км) при температуре 220 К. В тропосфере формируются основные погодные явления.

Стратосфера — область с положительным высотным градиентом температуры от тропопаузы до *стратопаузы* (50 ± 5 км), на которой температура достигает величины 270 ± 20 К. Рост температуры в стратосфере обусловлен наличием в ней слоя озона, эффективно поглощающего солнечное ультрафиолетовое излучение. В связи с этим употребляется термин *озоносфера*, означающий область, примыкающую к максимуму концентрации озона, расположенному на высоте порядка 30 км. В противоположность тропопаузе у экваториальной стратопаузы температура выше, чем у приполюсной.

Мезосфера — область от стратопаузы до *мезопаузы* (85 ± 5 км), в которой температура вновь падает с высотой, достигая на мезопаузе абсолютного минимума (~ 180 К).

Термосфера — область с положительным высотным градиентом температуры, расположенная над мезопаузой. В термосфере с увеличением высоты рост температуры замедляется и, наконец, выше некоторой высоты, называемой *термопаузой*, прекращается, атмосфера становится изотермичной по высоте, испытывая, однако, вариации по горизонтальным координатам. Высота термопаузы

минимальна при низкой солнечной активности (~ 200 км) и максимальна при высокой солнечной активности (~ 500 км). Соответствующие минимальные и максимальные значения температуры в области изотермии составляют ~ 500 и ~ 2000 К при характерном среднем значении ~ 1200 К.

Существует также разделение атмосферы на области по характеру движений в них. *Гомосфера* — область от поверхности Земли до *гомопаузы*, или *турбопаузы*, расположенной на высотах около 100—110 км. В этой области эффективно турбулентное перемешивание, вследствие чего относительное содержание основных компонент атмосферы (химический состав) остается постоянным по высоте, исключая химически активные малые компоненты.

Гетеросфера — область выше турбопаузы, где молекулярная диффузия преобладает над турбулентной (обычно высоту турбопаузы определяют как высоту, где сравниваются коэффициенты турбулентной и молекулярной диффузии). Процесс молекулярной диффузии в поле силы тяжести ведет к «всплыванию» легких компонент и увеличению их относительного содержания с ростом высоты, т. е. к изменению химического состава с высотой.

Экзосфера — область, в которой практически отсутствуют столкновения, вследствие чего возможно убегание достаточно быстрых частиц за пределы атмосферы. Основание этой области, лежащее на высотах ~ 400 — 800 км (в зависимости от солнечной активности), именуют *экзобазой*.

5.2. Гидростатическое распределение плотности и давления с высотой

Обратимся к уравнению гидростатики (3.134), описывающему равновесие элемента объема под действием силы тяжести и вертикального градиента давления, которое запишем в виде

$$-dp/dz = \rho g, \quad (5.1)$$

где g — модуль ускорения свободного падения:

$$g = g_0 [R_E / (R_E + z)]^2 - \Omega^2 (R_E + z) \cos^2 \varphi; \quad (5.2)$$

g_0 — гравитационное ускорение у поверхности Земли ($g_0 = 980,655$ см·с $^{-2}$); R_E — радиус Земли ($R_E = 6371$ км); Ω — угловая скорость вращения Земли; φ — географическая широта. Привлекая уравнение состояния идеального газа

$$p = nkT = (\rho/m)kT, \quad (5.3)$$

где n — суммарная концентрация нейтральных частиц; k — постоянная Больцмана; T — температура нейтрального газа (индекс n опущен); m — средняя масса:

$$m = \rho/n = \sum_n n_n m_n / \sum_n n_n, \quad (5.4)$$

получим из (5.1) и (5.3)

$$-dp/dz = (mg/kT)p. \quad (5.5)$$

Обозначим

$$kT/mg \equiv H \quad (5.6)$$

и перепишем (5.5):

$$-\frac{dp}{p} = \frac{dz}{H}. \quad (5.7)$$

Интегрируя (5.7), получим *барометрическую формулу* для давления:

$$p = p_0 \exp\left(-\int_{-z_0}^z \frac{dz}{H}\right), \quad (5.8)$$

а для плотности и концентрации частиц, привлекая (5.3):

$$\rho = \rho_0 \frac{m}{m_0} \frac{T_0}{T} \exp\left(-\int_{-z_0}^z \frac{dz}{H}\right), \quad (5.9)$$

$$n = n_0 \frac{T_0}{T} \exp\left(-\int_{-z_0}^z \frac{dz}{H}\right), \quad (5.10)$$

где n_0 , ρ_0 , m_0 , T_0 , p_0 — значения соответствующих параметров при $z = z_0$. Таким образом, формулы (5.8)–(5.10) дают распределение давления, плотности и суммарной концентрации нейтральных частиц с высотой в атмосфере, находящейся в гидростатическом равновесии.

Они существенно упрощаются, если считать атмосферу изотермичной ($T = T_0$) и перемешанной ($m = m_0$, как это имеет место в гомосфере). Тогда $H = \text{const}$ и

$$p = p_0 \exp[-(z - z_0)/H], \quad (5.11)$$

$$\rho = \rho_0 \exp[-(z - z_0)/H], \quad (5.12)$$

$$n = n_0 \exp[-(z - z_0)/H]. \quad (5.13)$$

Величину H , характеризующую вертикальный масштаб экспоненциального убывания давления и плотности с высотой, называют шкалой высот (высотным масштабом), или *высотой однородной атмосферы*. Последнее название отражает следующий физический смысл H . Выберем z_0 на поверхности Земли, т. е. положим $z_0 = 0$, и проинтегрируем (5.13) от 0 до ∞ . Получим:

$$\int_0^\infty n dz \equiv N = \int_0^\infty n_0 e^{-z/H} dz = n_0 H. \quad (5.14)$$

Таким образом, интегральное содержание нейтральных частиц N в бесконечном столбе единичного сечения равно произведению концентрации частиц у поверхности Земли на высоту однородной атмосферы. Другими словами, если бы концентрация частиц в изотермичной перемешанной атмосфере была распределена по высоте однородно, то вся атмосфера уместилась бы в слое толщиной H . В атмосфере до мезопаузы H слабо зависит от высоты и составляет около 5 км, далее вследствие роста T с высотой и уменьшения m (из-за «всплывания» легких компонент в области преобладания молекулярной диффузии) H растет с высотой, достигая 100 км и более на высотах $h \geq 500$ км.

Уравнение гидростатики (5.1) и вытекающие из него барометрические формулы справедливы, если только временные и пространственные масштабы вертикальных атмосферных движений достаточно велики (больше нескольких минут и сотен метров соответственно).

В этом можно убедиться, оценив отдельные члены в уравнении движения (3.86) для среднemasсовой скорости. Такие оценки представлены, например, в [16], где показано, что члены $\partial p / \partial z$ и ρg по крайней мере на два порядка больше всех остальных, т. е. сила тяжести и вертикальный градиент давления почти точно уравновешивают друг друга. Гидростатическое равновесие устанавливается за время порядка минуты. Использование уравнения гидростатики эквивалентно отфильтровыванию атмосферных движений с периодами меньше ~ 5 мин, т. е. акустических волн, о которых речь будет идти в разд. 5.12.

5.3. Состав нейтральной атмосферы.

Диффузионное равновесие

В полученные выше выражения (5.8), (5.9) для гидростатического распределения давления и плотности с высотой входит средняя масса, зависящая в гетеросфере от высоты. Для нахождения средней массы нужно знать распределения с высотой концентраций отдельных сортов частиц (с одинаковыми массами внутри данного сорта), т. е. знать состав атмосферы.

Рассмотрим атмосферу на высотах выше турбопаузы (гетеросферу), находящуюся в диффузионном равновесии, т. е. в состоянии, соответствующем равенству нулю скоростей молекулярной диффузии, оставляя пока в стороне вопрос о реализуемости такого состояния (см. разд. 5.6). Обратимся к выражению (3.135) для скоростей вертикальной диффузии и положим в нем левую часть равной нулю. Получим

$$\frac{1}{n_n} \frac{\partial n_n}{\partial z} + \frac{m_n g}{k T_n} + \frac{1 + \beta_n}{T_n} \frac{\partial T_n}{\partial z} = 0. \quad (5.15)$$

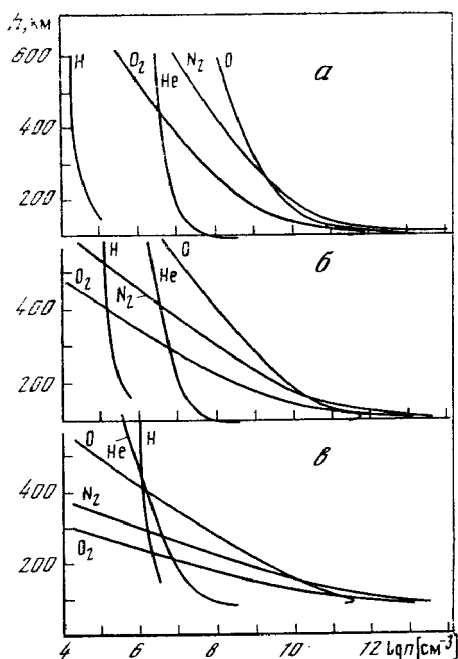


Рис. 5.2. Высотные распределения концентраций основных нейтральных компонент для экзосферной температуры 2000 (а), 1000 (б) и 500 К (в) по модели [434]

нента нейтральной атмосферы распределена по барометрическому закону со своей собственной шкалой высот H_n , зависящей от массы частиц m_n данного сорта. Согласно формулам (5.16), (5.17), чем тяжелее частицы, тем быстрее их концентрация убывает с высотой, так что с ростом высоты должно возрастать относительное содержание легких компонент. Состав на уровне z_0 (значения n_{n0}) определяется из баланса процессов образования, потерь и переноса частиц, о которых будет идти речь в следующих разделах.

В гомосфере, т. е. ниже турбопаузы, вследствие интенсивного турбулентного перемешивания нейтральные частицы всех сортов распределены по высоте по одинаковому закону (5.10) с общей для всего газа шкалой высот H , определяемой средней массой. Легко видеть, что это следует из условия равенства нулю скорости турбулентной диффузии, определяемой выражением (3.99). Состав атмосферы у поверхности Земли приведен в табл. 5.1.

Высотные распределения концентраций главных атмосферных компонентов для трех характерных значений температуры атмосферы в области изотермии показаны на рис. 5.2 (по данным модели нейтральной атмосферы [434]). В термосфере преобладаю-

Опуская в дальнейшем индекс n у температуры и вводя обозначение

$$H_n \equiv kT_n/m_n g, \quad (5.16)$$

проинтегрируем (5.15) от z_0 до z , полагая для простоты, что фактор термодиффузии β_n не зависит от z . Получим

$$n_n = n_{n0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1+\beta_n} \times \exp \left(- \int_{z_0}^z \frac{dz}{H_n} \right), \quad (5.17)$$

где n_{n0} и T_0 — значения n_n и T при $z = z_0$; H_n — шкала высот компоненты сорта n , уровень z_0 соответствует высоте, начиная с которой гетеросферу можно считать находящейся в диффузионном равновесии.

Таким образом, в гетеросфере, находящейся в диффузионном равновесии, каждая компо-

Таблица 5.1
Состав атмосферы на уровне моря

Компо- нент	m_n , ат. ед.	n_n/n , %	n_n , см ⁻³	Компо- нент	m_n , ат. ед.	n_n/n , %	n_n , см ⁻³
N ₂	28,02	78,1	$2,1 \cdot 10^{19}$	CO ₂	44,02	0,03	$8,9 \cdot 10^{15}$
O ₂	32,00	20,9	$5,6 \cdot 10^{18}$	Ne	20,17	0,002	$4,9 \cdot 10^{14}$
Ar	39,96	0,9	$2,5 \cdot 10^{17}$	He	4,00	0,0005	$1,4 \cdot 10^{14}$

щим компонентом выше ~ 200 км становится атомарный кислород, а в экзосфере — гелий и атомарный водород, содержание которых у поверхности Земли совершенно незначительно.

5.4. Фотодиссоциация. Поглощение диссоциирующего излучения

На состав атмосферы влияют процессы возникновения и исчезновения частиц сорта n , которые могут вызывать отклонения высотного распределения концентрации частиц данного сорта от диффузионно равновесного выше турбопаузы и от полностью перемешанного состояния ниже турбопаузы. В частности, появление значительного количества атомарного кислорода выше турбопаузы обусловлено не только «всплыванием» O, но и интенсивным образованием его на высотах 90—120 км в реакции *фотодиссоциации* (или фотолиза) молекулярного кислорода солнечным излучением с длиной волны короче $\lambda_1 = 2424 \text{ \AA}$, соответствующей порогу диссоциации O₂, равному 5,11 эВ:



причем один из атомов кислорода может оказаться в возбужденном (метастабильном) состоянии (^1D) (при $\lambda \leq 1750 \text{ \AA}$). Этот процесс может идти также с промежуточной стадией возбуждения молекулы O₂, в этом случае он называется *преддиссоциацией*.

Скорость фотодиссоциации, т. е. число актов фотодиссоциации в единице объема за единицу времени, определяется выражением

$$q_d(\text{O}_2) = n(\text{O}_2) \sum_{\lambda \leq \lambda_1} I_\lambda(z) \sigma_\lambda(\text{O}_2) \equiv n(\text{O}_2) j_d(\text{O}_2), \quad (5.19)$$

где $I_\lambda(z)$ — поток фотонов с длиной волны λ на высоте z ; $\sigma_\lambda(\text{O}_2)$ — сечение поглощения излучения с длиной волны λ молекулярным кислородом. Величину $j_d(\text{O}_2)$ называют коэффициентом диссоциации. Очевидно, что $q_d(\text{O}_2)$ определяет уменьшение концентрации молекул O₂ в единицу времени за счет фотодиссоциации:

$$\left. \frac{dn(\text{O}_2)}{dt} \right|_{\text{дис. O}_2} = -q_d(\text{O}_2) = -n(\text{O}_2) j_d(\text{O}_2). \quad (5.20)$$

В то же время в каждом акте диссоциации образуется два атома кислорода, так что скорость увеличения концентрации атомарного кислорода за счет диссоциации молекул O_2 можно записать следующим образом:

$$\left. \frac{\partial n(O)}{\partial t} \right|_{\text{дис. } O_2} = 2q_d(O_2) = 2n(O_2)j_d(O_2). \quad (5.21)$$

Выражения (5.20), (5.21) определяют главные слагаемые скоростей потерь $L(O_2)$ и образования $Q(O)$ молекул O_2 и атомов O соответственно в уравнениях непрерывности для нейтральных компонент (3.30) или (3.132) на высотах мезосферы и нижней термосферы.

Рассмотрим, как зависит от высоты интенсивность $I_\lambda(z)$ солнечного диссоциирующего излучения, поглощаемого земной атмосферой.

Ослабление интенсивности dI_λ на элементе длины пути излучения dl за счет поглощения n -й компонентой атмосферы равно

$$(dI_\lambda)_n = -I_\lambda n_n \sigma_{n\lambda} dl, \quad (5.22)$$

где $\sigma_{n\lambda}$ — сечение поглощения излучения с длиной волны λ компонентой сорта n . В случае плоской Земли

$$-dl = dz \sec \chi, \quad (5.23)$$

где знак минус учитывает, что приращение пути фотонов противоположно по знаку приращению вертикальной координаты z , χ — зенитный угол Солнца, т. е. угол между направлением на Солнце и местной вертикалью. Он связан со склонением Солнца δ (углом между направлением на Солнце и экваториальной плоскостью) и географической широтой места φ соотношением

$$\cos \chi = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos \Omega t, \quad (5.24)$$

где Ω — угловая скорость вращения Земли; t — время, отсчитываемое от местного полудня (величину Ωt называют часовым углом Солнца);

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} 23,5^\circ \sin \left[\frac{2\pi}{365} (d - 80) \right], \quad (5.25)$$

d — номер дня от начала года. При больших зенитных углах Солнца ($\chi > 80^\circ$) нужно учитывать сферичность Земли, что достигается путем замены $\sec \chi$ в (5.23) на функцию Чепмена:

$$\operatorname{Ch}(\chi) = \int_s^\infty n(s) ds \bigg/ \int_z^\infty n(z) dz = \frac{\pi R_E}{2H} e^{\tau_0} (1 \pm \operatorname{erf} \sqrt{\tau_0}). \quad (5.26)$$

¹ Под интенсивностью часто понимают поток фотонов J_λ в интервале длин волн $(\lambda, \lambda + d\lambda)$, отнесенный к $d\lambda$, так что $\sum_\lambda I_\lambda = \int_\lambda J_\lambda d\lambda$; в данном случае речь идет об интенсивности монохроматического излучения.

Здесь знак плюс соответствует $\chi > 90^\circ$, знак минус — $\chi < 90^\circ$;

$$\tau_0 = (z - h_g)/H; \quad h_g = (R_E + z) \sin \chi - R_E;$$

$$H = kT/mg; \quad \operatorname{erf}(\sqrt{\tau_0}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\tau_0}} e^{-x^2} dx. \quad (5.27)$$

Просуммируем (5.22) по всем поглощающим компонентам атмосферы и перепишем с учетом (5.23):

$$dI_\lambda = I_\lambda \sum_n \sigma_{n\lambda} n_n dz \sec \chi. \quad (5.28)$$

Интегрируя (5.28) по z от z до ∞ , получим

$$I_\lambda(z) = I_\lambda^\infty \exp\left(-\sec \chi \sum_n \sigma_{n\lambda} \int_z^\infty n_n dz\right) \equiv I_\lambda^\infty e^{-\tau_\lambda}. \quad (5.29)$$

Величина $\tau_\lambda = \sec \chi \sum_n \sigma_{n\lambda} \int_z^\infty n_n dz$ называется *оптической толщиной* атмосферы для излучения с длиной волны λ . Окончательно выражение для скорости фотодиссоциации молекулярного кислорода принимает вид

$$q_d(\text{O}_2) = n(\text{O}_2) j_d(\text{O}_2) = n(\text{O}_2) \sum_{\lambda < \lambda_1} I_\lambda^\infty \sigma_\lambda(\text{O}_2) e^{-\tau_\lambda}. \quad (5.30)$$

Полезно рассмотреть простой случай, когда атмосфера изотермична и диссоциирующее излучение поглощается только молекулами O_2 . Пусть

$$n(\text{O}_2) \equiv n = n_0 \exp(-z/H). \quad (5.31)$$

Тогда

$$\tau_\lambda = \sec \chi \sigma_\lambda n H \quad (5.32)$$

и

$$q_d(\text{O}_2) = \sum_{\lambda < \lambda_1} I_\lambda^\infty \sigma_\lambda n_0 \exp\left(-\frac{z}{H} - \sec \chi \sigma_\lambda H n_0 e^{-z/H}\right) \equiv \sum_{\lambda < \lambda_1} q_d^\lambda. \quad (5.33)$$

Нетрудно показать, что зависимость q_d^λ от z имеет максимум на высоте z_m^λ , где $\tau_\lambda = 1$:

$$z_m^\lambda = H \ln(\sigma_\lambda n_0 H \sec \chi), \quad (5.34)$$

а максимум скорости диссоциации q_d^λ равен

$$q_{dm}^\lambda = (I_\lambda^\infty / eH) \cos \chi. \quad (5.35)$$

Таблица 5.2

Сечения поглощения O_2 в континууме Шумана—Рунге

$\lambda, \text{\AA}$	$\sigma \cdot 10^{17}, \text{см}^2$	$\lambda, \text{\AA}$	$\sigma \cdot 10^{17}, \text{см}^2$	$\lambda, \text{\AA}$	$\sigma \cdot 10^{17}, \text{см}^2$	$\lambda, \text{\AA}$	$\sigma \cdot 10^{17}, \text{см}^2$	$\lambda, \text{\AA}$	$\sigma \cdot 10^{17}, \text{см}^2$	$\lambda, \text{\AA}$	$\sigma \cdot 10^{17}, \text{см}^2$
1310	0,06	1390	1,39	1470	1,40	1550	0,86	1630	0,32	1710	0,08
1330	0,23	1410	1,46	1490	1,32	1570	0,69	1650	0,23	1730	0,05
1350	0,37	1430	1,47	1520	1,20	1590	0,57	1670	0,17	1750	0,03
1370	1,07	1450	1,45	1530	1,04	1610	0,43	1690	0,12		

Тогда $q_d(O_2)$ выразится через эти параметры следующим образом:

$$q_d(O_2) = \sum_{\lambda < \lambda_1} q_{dm}^{\lambda} \exp(1 - y_{\lambda} - e^{-y_{\lambda}}), \quad (5.36)$$

где

$$y_{\lambda} \equiv (z - z_m^{\lambda})/H. \quad (5.37)$$

Как видно из (5.34) и (5.35), высота максимума скорости диссоциации излучением с длиной волны λ определяется сечением поглощения и интегральным содержанием поглощающих частиц, растет с ростом зенитного угла и не зависит от числа падающих фотонов, а максимальное значение скорости диссоциации прямо пропорционально интенсивности диссоциирующего излучения и уменьшается с ростом зенитного угла.

Таблица 5.3

Параметры расчета коэффициента диссоциации O_2 для системы полос Шумана—Рунге

Полоса	$\sigma_{\text{макс}} \cdot 10^{21}, \text{см}^2$	$\sigma_{\text{мин}} \cdot 10^{22}, \text{см}^2$	A	B	C	D
19—0	75,2	10,2	$1,24 \cdot 10^{-9}$	0,45	$1,30 \cdot 10^{-12}$	0,60
18—0	1,41	71,6	$1,87 \cdot 10^{-12}$	0,61	$2,99 \cdot 10^{-14}$	0,70
17—0	172	41,3	$4,29 \cdot 10^{-10}$	0,49	$1,89 \cdot 10^{-14}$	0,71
16—0	164	34,0	$1,03 \cdot 10^{-10}$	0,52	$5,36 \cdot 10^{-12}$	0,63
15—0	144	13,7	$6,14 \cdot 10^{-10}$	0,47	$1,75 \cdot 10^{-12}$	0,60
14—0	128	4,60	$2,02 \cdot 10^{-10}$	0,48	$3,17 \cdot 10^{-9}$	0,44
13—0	99,1	3,43	$3,14 \cdot 10^{-12}$	0,56	$8,67 \cdot 10^{-9}$	0,41
12—0	71,4	6,01	$9,15 \cdot 10^{-12}$	0,54	$7,29 \cdot 10^{-11}$	0,52
11—0	49,1	4,40	$2,94 \cdot 10^{-10}$	0,47	$1,53 \cdot 10^{-12}$	0,59
10—0	31,7	1,01	$3,37 \cdot 10^{-11}$	0,50	$1,42 \cdot 10^{-9}$	0,44
9—0	20,2	0,881	$8,27 \cdot 10^{-11}$	0,48	$1,42 \cdot 10^{-10}$	0,49
8—0	11,7	0,827	$6,70 \cdot 10^{-11}$	0,48	$1,02 \cdot 10^{-11}$	0,54
7—0	6,06	0,312	$1,76 \cdot 10^{-11}$	0,50	$6,94 \cdot 10^{-12}$	0,54
6—0	2,86	0,182	$9,85 \cdot 10^{-12}$	0,50	$1,58 \cdot 10^{-11}$	0,52
5—0	1,16	0,151	$5,57 \cdot 10^{-14}$	0,60	$1,66 \cdot 10^{-12}$	0,56
4—0	0,405	0,142	$2,43 \cdot 10^{-15}$	0,65	$1,00 \cdot 10^{-15}$	0,70
3—0	0,129	0,131	$2,03 \cdot 10^{-18}$	0,78	$1,47 \cdot 10^{-15}$	0,69
2—0	0,388	0,125	$6,10 \cdot 10^{-22}$	0,93	$5,19 \cdot 10^{-14}$	0,62

Таблица 5.4

Сечения поглощения O_2 в континууме Герцберга

$\lambda, \text{Å}$	$\sigma \cdot 10^{24}, \text{см}^2$	$\lambda, \text{Å}$	$\sigma \cdot 10^{24}, \text{см}^2$	$\lambda, \text{Å}$	$\sigma \cdot 10^{24}, \text{см}^2$
2100	8,1	2200	5,7	2300	4,2
2120	7,8	2220	5,3	2320	3,9
2140	7,4	2240	4,8	2340	3,6
2160	6,8	2260	4,5		
2180	6,3	2280	4,3		

Зависимости сечений поглощения от длины волны представлены в табл. 5.2—5.5, взятых из [131], для молекулярного кислорода O_2 и озона O_3 , который поглощает в основном излучение в интервале 2000—3500 Å, в то время как O_2 наиболее интенсивно поглощает излучение в континууме Шумана—Рунге ($1310 < \lambda < 1750 \text{ Å}$). Кроме того, в нижней термосфере и в мезосфере важную роль играет поглощение молекулярным кислородом в интервале длин волн $1750 < \lambda < 2040 \text{ Å}$ и в линии Лайман-альфа $L_\alpha (\lambda = 1216 \text{ Å})$, для которой $\sigma_{L_\alpha}(O_2) = 1,0 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, а в стратосфере — в континууме Герцберга (2100—2420 Å).

Наиболее сложной является зависимость $\sigma(O_2)$ от λ в диапазоне полос Шумана—Рунге. В [501] для расчета коэффициента диссоциации O_2 в этом диапазоне получена аппроксимация

$$j_d(O_2)|_{\text{пол.ш.-р.}} = \sigma_{\text{эф}} I_\lambda(z) \exp(-AN^B), \quad (5.38)$$

где

$$\sigma_{\text{эф}} = \sigma_{\text{мин}} (\sigma_{\text{макс}}/\sigma_{\text{мин}})^{1/[1+\exp(cN^D)]}, \quad N = \int_z^\infty n(O_2) dz. \quad (5.39)$$

Таблица 5.5

Сечения поглощения O_2

$\lambda, \text{Å}$	$\sigma \cdot 10^{18}, \text{см}^2$	$\lambda, \text{Å}$	$\sigma \cdot 10^{18}, \text{см}^2$	$\lambda, \text{Å}$	$\sigma \cdot 10^{18}, \text{см}^2$
2000	3,0	2500	109	3000	3,0
2050	3,5	2550	115	3050	1,9
2100	6,0	2600	106	3100	0,9
2150	10	2650	94	3150	0,54
2200	17	2700	78	3200	0,31
2250	29	2750	59	3250	0,13
2300	45	2800	38	3300	0,06
2350	63	2850	23	3350	0,035
2400	83	2900	14	3400	0,021
2450	98	2950	6,5	3450	0,07

Значения параметров $\sigma_{\text{макс}}$, $\sigma_{\text{мин}}$, A , B , C и D приведены в табл. 5.3.

Для детальных фотохимических расчетов содержания ионов в нижней ионосфере необходимо иметь сведения о сечениях поглощения малых молекулярных компонент H_2O , NO_2 , H_2O_2 , CO_2 , NO ; они приводятся, например, в [131].

5.5. Химические реакции кислородных компонент

В этом разделе мы рассмотрим только основные реакции с участием молекулярного и атомного кислорода и озона. Эти газы участвуют и в большом числе других химических реакций с многочисленными малыми нейтральными, возбужденными и ионизированными составляющими, определяя многие аспекты поведения D -области ионосферы (см. п. 6.2.2). Рассмотренный выше процесс фотодиссоциации зачастую также относят к химическим реакциям, понимая под последними любые столкновительные процессы, в которых образуются частицы новых сортов. Помимо фотодиссоциации молекулярного кислорода атомарный кислород образуется также путем фотолиза озона:



Исчезает атомарный кислород в реакциях тройной рекомбинации



где M — третья частица, забирающая избыток энергии, а также в бимолекулярной реакции



Реакции (5.41)–(5.43), являющиеся стоками атомов O , служат в то же время источниками молекул O_2 и O_3 . Для бимолекулярных реакций типа (5.43) константа скорости реакции определяется выражениями (3.14)–(3.17) и имеет размерность $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Для тримолекулярных реакций (реакций тройного соударения) типа (5.41) и (5.42):



константа скорости реакции $k_{\text{ХУМ}}$ имеет размерность $\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ и определяется из условия

$$\left. \frac{\partial n(\text{X})}{\partial t} \right|_{\text{ХУМ}} = \left. \frac{\partial n(\text{Y})}{\partial t} \right|_{\text{ХУМ}} = \left. \frac{\partial n(\text{M})}{\partial t} \right|_{\text{ХУМ}} = -k_{\text{ХУМ}} n(\text{X}) n(\text{Y}) n(\text{M}), \quad (5.45)$$

где $\partial n(\text{X})/\partial t|_{\text{ХУМ}}$ означает изменение концентрации частиц сорта X за счет реакции (5.44). Соответствующее время жизни компонен-

ты X относительно реакции (5.44) определяется как

$$\tau_{XYM}(X) = \frac{1}{k_{XYMn}(Y) n(M)} \quad (5.46)$$

Запишем теперь нестационарные уравнения непрерывности для O, O₂ и O₃ в фотохимическом приближении, т. е. без учета членов переноса. Эти уравнения определяют результирующие изменения концентраций каждой из кислородных компонент при совокупном действии процессов фотодиссоциации (5.18), (5.40) и реакций (5.41)—(5.43):

$$\begin{aligned} \frac{dn(O)}{dt} = & 2j_d(O_2)n(O_2) + j_d(O_3)n(O_3) - 2k(O, O, M)n^2(O)n(M) - \\ & - k(O, O_2, M)n(O)n(O_2)n(M) - k(O, O_3)n(O)n(O_3), \end{aligned} \quad (5.47)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn(O_2)}{dt} = & k(O, O, M)n^2(O)n(M) + 2k(O, O_3)n(O)n(O_3) + \\ & + j_d(O_3)n(O_3) - j_d(O_2)n(O_2) - k(O_2, O, M)n(O_2)n(O)n(M), \end{aligned} \quad (5.48)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn(O_3)}{dt} = & k(O, O_2, M)n(O)n(O_2)n(M) - j_d(O_3)n(O_3) - \\ & - k(O, O_3)n(O)n(O_3), \end{aligned} \quad (5.49)$$

где $k(O, O, M)$, $k(O_2, O, M)$, $k(O_3, O)$ — константы скорости реакций (5.41)—(5.43) соответственно. Согласно лабораторным измерениям [299, 499]

$$k(O, O, M) = 4,7 \cdot 10^{-33} (300/T), \quad (5.50)$$

$$k(O_2, O, M) = 1,0 \cdot 10^{-34} \exp(505/T), \quad (5.51)$$

$$k(O_3, O) = 1,9 \cdot 10^{-11} \exp(2320/T), \quad (5.52)$$

где T — температура нейтрального газа (в К). В равновесном состоянии $dn(O)/dt = dn(O_2)/dt = dn(O_3)/dt = 0$ и уравнения (5.47)—(5.49) образуют алгебраическую систему уравнений фотохимического равновесия, из которых могут быть найдены равновесные значения концентраций.

Используя определения (3.18), (5.46) и значения констант реакций, можно оценить времена жизни кислородных компонент, задаваясь распределением их концентраций. В частности, на высотах вблизи 100 км, где максимально образование атомарного кислорода за счет диссоциации молекулярного, время жизни атомов O, определяемое преобладающей реакцией (5.41), намного превышает сутки, экспоненциально возрастая с высотой. Ясно, что в этом случае фотохимическое равновесие никогда не будет достигнуто. Вновь образовавшийся атомарный кислород будет устраняться из элемента объема за счет процессов переноса, которые должны быть учтены в уравнениях непрерывности (5.47)—(5.49) путем добавления к ним членов с дивергенцией потока. Применимость же уравнений непрерывности в фотохимическом приближении имеет место лишь на высотах, где времена жизни компонент много меньше характерных времен переноса.

5.6. Диффузия

Начнем рассмотрение процессов переноса в нейтральной атмосфере с молекулярной диффузии, т. е. с движений различных компонент относительно среднемассового переноса. Обратимся к выражению (3.135) для вертикальной скорости диффузии. В случае двухкомпонентной смеси и в пренебрежении термодиффузией оно принимает вид

$$u_1 - u_2 = -D_{12} \frac{n}{n_2} \left(\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{1}{H_1} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (5.53)$$

где

$$D_{12} = \frac{kT}{\mu_{12} \nu_{12}} \frac{n_2}{n}, \quad n = n_1 + n_2, \quad H_1 = \frac{kT}{m_1 g}. \quad (5.54)$$

Если учесть (3.83), т. е. что

$$u_2 = -n_1 m_1 u_1 / n_2 m_2, \quad (5.55)$$

то получим

$$u_1 = -D_{12} \frac{m_2}{m} \left(\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{1}{H_1} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (5.56)$$

где $m = (n_1 m_1 + n_2 m_2) / n = \rho / n$ — средняя масса.

В приближении малой компоненты 1, т. е. когда $n_1 m_1 \ll n_2 m_2$, $m \rightarrow m_2$ и

$$u_1 = -D_{12} \left(\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{1}{H_1} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (5.57)$$

Аналогичное выражение можно получить для малой α -й компоненты и в случае многокомпонентной смеси [270]:

$$u_\alpha = -D_\alpha \left(\frac{1}{n_\alpha} \frac{\partial n_\alpha}{\partial z} + \frac{1}{H_\alpha} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (5.58)$$

где

$$D_\alpha = \left[\sum_{\beta \neq \alpha} \left(\frac{n_\beta}{n D_{\alpha\beta}} \right) \right]^{-1}. \quad (5.59)$$

В общем случае многокомпонентной смеси скорость диффузии определяется выражением (3.88), которое в пренебрежении термодиффузией и с учетом уравнения гидростатики (5.1) дает для вертикальной скорости

$$u_n = -\frac{n}{n_n m} \sum_i m_i \tilde{D}_{ni} \left(\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{H_i} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (5.60)$$

Однако явные выражения для $\tilde{D}_{ni}$ в общем случае получить невозможно. Для трехкомпонентной смеси развернутые выражения для $\tilde{D}_{ni}$ представлены в [32, 199].

В случае диффузионного равновесия ($u_n = 0$) распределение концентраций с высотой имеет вид (5.17). Из полученных выражений для диффузионных скоростей следует, что диффузионные движения вызываются отклонениями высотного распределения концентраций от диффузионно-равновесного (5.17) и продолжаются до тех пор, пока оно не установится.

Оценим характерное время переноса для молекулярной диффузии τ_d (время установления диффузионного равновесия):

$$\frac{1}{\tau_d} = \left| \frac{1}{n_n} \frac{\partial n_n}{\partial t} \right| = \frac{1}{n_n} \frac{\partial}{\partial z} n_n u_n \approx \frac{1}{n_n} \frac{\partial}{\partial z} \left(D_n \frac{\partial n_n}{\partial z} \right) \sim \frac{D_n}{l_n^2}, \quad (5.61)$$

где l_n — характерный вертикальный масштаб, за который естественно принять шкалу высот n -й компоненты H_n , так что

$$\tau_d \simeq H_n^2 / D_n \sim \nu, \quad (5.62)$$

т. е. характерное время переноса за счет молекулярной диффузии экспоненциально убывает с высотой, тогда как времена жизни относительно бимолекулярных химических реакций экспоненциально растут с высотой. Это означает, что с увеличением высоты быстро возрастает роль диффузионных процессов по отношению к фотохимическим. Так, для атомарного кислорода $\tau_d \sim 5 \cdot 10^7$ с на высоте $z \sim 80$ км, вблизи турбопаузы ($z \sim 105$ км) $\tau_d \sim 10^6$ с ~ 10 сут, а вблизи высоты $z \sim 150$ км τ_d составляет уже менее суток. Таким образом, следует ожидать, что на высотах порядка 150 км атомарный кислород находится в диффузионном равновесии. Ниже турбопаузы молекулярная диффузия подавляется турбулентной, поскольку $K > D_n$ в гомосфере.

Выражение для вертикальной скорости турбулентной диффузии можно записать, используя (3.99) и (5.1), в виде

$$u_n^T = -K \left(\frac{1}{n_n} \frac{\partial n_n}{\partial z} + \frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (5.63)$$

где $H = kT/mg$ — шкала высот для полной плотности; m — средняя масса. Именно в появлении H вместо H_n в формуле (5.63) состоит ее принципиальное отличие от полученных выражений для скорости молекулярной диффузии. При $u_n^T = 0$ распределение концентраций с высотой принимает вид (5.10) с одинаковой для всех компонент шкалой высот H , определяемой средней массой.

Характерное время переноса за счет турбулентной диффузии (время установления перемешанного распределения (5.10)) определяется аналогично (5.62) соотношением

$$\tau_T \simeq H^2 / K. \quad (5.64)$$

В мезосфере на высоте $h \approx 80$ км время $\tau_T \sim 10^5$ с. Ясно, что полного перемешивания могут избегать только химически активные компоненты, времена жизни которых много меньше τ_T .

Высотный ход K описывается выражением (3.103), из которого следует, что в отличие от коэффициента молекулярной диффузии K растет с высотой лишь до некоторой высоты z_m , выше которой резко падает. Уровень, на котором коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузии сравниваются, обычно и принимают за высоту турбопаузы.

5.7. Распределения частиц в экзосфере

Вследствие экспоненциального убывания концентраций нейтральных компонент с высотой столь же быстро убывают и частоты их столкновений, т. е. возрастают длины свободного пробега, так что выше некоторого уровня $z = h_c$, называемого основанием экзосферы, или *экзобазой*, частицы начинают двигаться практически без столкновений, независимо друг от друга.

За уровень h_c принимают высоту, на которой длина свободного пробега и шкала высот для данной компоненты равны. Для атомарного водорода $h_c = 400$ км при $T = 750$ К и 800 км при $T = 2000$ К. Те из частиц экзосферы, скорости которых превышают *критическую*, могут покидать земную атмосферу. Критическая («вторая космическая») скорость $V_{кр}$ определяется из условия равенства кинетической энергии частицы ее потенциальной энергии в гравитационном поле Земли:

$$\begin{aligned} mV_{кр}^2/2 &= mg_c r_c = mg_0 R_E^2/r_c, \\ r_c &= R_E + h_c, \quad g_c = g_0 (R_E/r_c)^2, \end{aligned} \quad (5.65)$$

откуда $V_{кр} = 11,2$ км·с⁻¹. Такой скорости соответствует *температура убегания* $T_c = mV_{кр}^2/3k$, которая равна 84 000 К для О, 21 000 К для Не и 5200 К для Н. Поскольку реальные средние скорости частиц в экзосфере соответствуют температурам не выше 2000 К, ясно, что убегание существенно только для Н. Оно значительно искажает функцию распределения атомов водорода по скоростям.

Поток убегающих частиц может быть оценен из простой теории Джинса, которая предполагает максвелловское распределение на критическом уровне. Этот поток на уровне h_c равен произведению полной концентрации частиц n_c на среднюю направленную вверх скорость убегающих частиц (скорость *эффузии*):

$$\begin{aligned} \Phi(h_c) &= n_c \int_{V_{кр}}^{\infty} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^3 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \times \\ &\times dv \cos \theta \sin \theta d\theta d\lambda = n_c \sqrt{\frac{g_c}{2\pi H}} (r_c + H) \exp\left(-\frac{r_c}{H}\right) = \\ &= n_c \frac{a}{2\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{V_{кр}^2}{a^2} \right) \exp\left(-\frac{V_{кр}^2}{a^2}\right), \end{aligned} \quad (5.66)$$

где H — шкала высот убегающей компоненты; $a = \sqrt{2kT/m}$ — наиболее вероятная скорость при максвелловском распределении. Величина потока не сильно зависит от высоты критического уровня и изменяется на величину порядка 1 % при изменении h_c на ± 50 км. Поток на высотах $h > h_c$ можно получить из соотношения

$$\Phi(h_c)(R_E + h_c)^2 = \Phi(h)(R_E + h)^2, \quad (5.67)$$

вытекающего из требования сохранения числа частиц. Более строгий подход к решению задачи об эффузии требует учета нематвелловского характера функции распределения на уровне h_c , а также вклада в убегающий поток от нижележащих слоев атмосферы [329, 335, 530].

Чтобы рассчитать распределение частиц в экзосфере, нужно учесть движение частиц по траекториям всех типов, а именно: 1) баллистическим, по которым движутся частицы с $v < V_{кр}$, уходя и возвращаясь обратно на уровень h_c ; 2) убегающим с уровня h_c с $v > V_{кр}$; 3) приходящим на уровень h_c с $v > V_{кр}$ из межпланетного пространства; 4) спутниковым (с перигеем выше h_c); 5) внешним гиперболическим, не пересекающим уровень h_c .

Распределение частиц, движущихся по траекториям первых трех типов (пересекающих уровень h_c), может быть найдено с использованием теоремы Лиувилля [312]. В экзосфере, где столкновения отсутствуют, сохраняется функция распределения вдоль траекторий частиц (теорема Лиувилля):

$$F(r, v) = F(r_c, v_c), \quad (5.68)$$

где $v_c = v(r_c)$, а r и v связаны с r_c и v_c законами сохранения энергии и момента импульса:

$$v^2 = v_c^2 - 2g_c r_c (1 - y), \quad (5.69)$$

$$v \sin \theta = v_c y \sin \theta_c, \quad (5.70)$$

где $y = r_c/r$; θ — угол между r и v , т. е. между вертикалью и траекторией; $\theta_c = \theta(r_c)$. При условии сферической симметрии концентрацию частиц на расстоянии r можно записать в виде

$$n(r) = 4\pi \int_v \int_0^{\pi/2} F(r, v) v^2 \sin \theta \, dv d\theta. \quad (5.71)$$

Используя (5.68)–(5.70), перейдем в (5.71) к интегрированию по v_c , θ_c :

$$n(r) = 4\pi y^2 \int_{v_c \geq V_{кр}} \int_0^{\pi/2} \frac{F(r_c, v_c) v_c^3 \cos \theta_c \sin \theta_c \, dv_c d\theta_c}{[v_c^2 (1 - y^2 \sin^2 \theta_c) - 2g_c r_c (1 - y)]^{1/2}}, \quad (5.72)$$

где

$$x = (1 - y)/(1 - y^2 \sin^2 \theta_c), \quad (5.73)$$

а выбор нижнего предела интегрирования по v_c обусловлен тем, что на уровень r могут попасть только частицы, имеющие на уровне r_c скорости v_c , превышающие величину $V_{крx}$.

Если теперь предположить, что на уровне r_c сохраняется максвелловское распределение по скоростям:

$$F(r_c, v_c) = n(r_c) \left(\frac{m}{2\pi k T_c} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{mv_c^2}{2k T_c} \right) \quad (5.74)$$

то после подстановки (5.74) в (5.72) получим концентрацию частиц с траекториями 1-го, 2-го и 3-го типов, пересекающими критический уровень:

$$n_1 + n_2 + n_3 = 4\pi n(r_c) y^2 \int_0^{\pi/2} \sin \theta_c \cos \theta_c J(\theta_c) d\theta_c, \quad (5.75)$$

где

$$J(\theta_c) = \left(\frac{m}{2\pi k T_c} \right)^{3/2} \int_{v_c \geq V_{крx}} \frac{v_c^3 \exp(-mv_c^2/2kT_c) dv_c}{[v_c^2(1 - y^2 \sin^2 \theta_c) - 2g_c r_c(1 - y)]^{1/2}}. \quad (5.76)$$

Вводя обозначения:

$$w \equiv v_c/V_{кр}, \quad E = mV_{кр}^2/2kT_c = r_c/H_c, \quad (5.77)$$

получим

$$J(\theta_c) = \frac{(E/\pi)^{3/2}}{V \sqrt{1 - y^2 \sin^2 \theta_c}} \int_0^\infty \frac{w^3 e^{-Ew^2} dw}{V w^2 - x^2} = \frac{(1 + 2Ex^2) e^{-Ex^2}}{4\pi V \sqrt{1 - y^2 \sin^2 \theta_c}}. \quad (5.78)$$

Подставляя (5.78) в (5.75), получим окончательно после интегрирования:

$$n_1(y) + n_2(y) + n_3(y) = n(1) \exp[-E(1 - y)] \times \\ \times \{1 - \sqrt{1 - y^2} \exp[-Ey^2/(1 + y)]\}. \quad (5.79)$$

Первые два множителя в (5.79) представляют собой гидростатическое распределение, учитывающее зависимость $g(r)$, а множитель в фигурных скобках дает поправку к нему на высотах $r > r_c$, обусловленную убеганием частиц. Эта поправка ведет к более быстрому убыванию частиц с высотой, и при $r \rightarrow \infty$ $n \rightarrow 0$.

При выводе (5.79) предполагалось, что на экзобазе распределение остается максвелловским, т. е. что на $r = r_c$ убегающие частицы компенсируются приходящими из бесконечности ($n_2 = n_3$). Если приходящие частицы отсутствуют, то тогда функцию распределения на $r = r_c$ следует записать в виде

$$F(r_c, v_c) = \alpha n(r_c) (m/2\pi k T)^{3/2} \exp(-Ew^2), \quad (5.80)$$

где

$$\alpha = \begin{cases} 1 & \text{для } v_c < V_{кр}, \\ 1/2 & \text{для } v_c \geq V_{кр}, \end{cases}$$

и аналогично тому, как это было сделано выше, можно получить

$$n_1(y) + n_2(y) = 0,5n(1) \times \exp[-E(1-y)] \left\{ 1 + \Psi(Ey) - \sqrt{1-y} \exp\left(-\frac{Ey^2}{1+y}\right) \times \left[1 + \Psi\left(\frac{Ey}{1+y}\right) \right] \right\}, \quad (5.81)$$

где

$$\Psi(z) = \Phi(\sqrt{z}) - 2\sqrt{z/\pi} \exp(-z),$$

$$\Phi(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x \exp(-t^2) dt. \quad (5.82)$$

Выражение (5.81) дает распределение с высотой суммарной концентрации баллистических и убегающих частиц, тогда как (5.79) — баллистических, убегающих и приходящих из бесконечности, т. е. всех, пересекающих критический уровень. Спутниковые и внешние гиперболические частицы при этом в рассмотрение не включались. Их учет приводит к следующим выражениям для n_α :

$$n_1(y) + n_4(y) = n(1) \Psi(Ey) \exp\left(-\frac{E}{1-y}\right), \quad (5.83)$$

$$n_4(y) = n(1) \sqrt{1-y^2} \Psi\left(\frac{Ey}{1+y}\right) \exp\left(-\frac{Ey^2}{1+y}\right), \quad (5.84)$$

$$n_2(y) + n_3(y) + n_5(y) = n(1) [1 - \Psi(Ey)] \exp\left(-\frac{E}{1-y}\right), \quad (5.85)$$

$$n_5(y) = n(1) \sqrt{1-y^2} \left[1 - \Psi\left(\frac{Ey}{1+y}\right) \right] \exp\left(-\frac{Ey^2}{1+y}\right). \quad (5.86)$$

Для $n_1 + n_2 + n_3$ и $n_1 + n_2$ из этих соотношений следуют выражения, идентичные (5.79) и (5.81). Кроме того,

$$\sum_{i=1}^5 n_i = n(1) \exp[-E(1-y)], \quad (5.87)$$

т. е. вертикальное распределение суммарной концентрации является гидростатическим, а всякое отклонение от гидростатического распределения можно интерпретировать как отсутствие одного или нескольких типов частиц.

На рис. 5.3 представлены высотные профили концентраций He и H при $T_\infty = 1500$ К при наличии всех типов траекторий (гид-

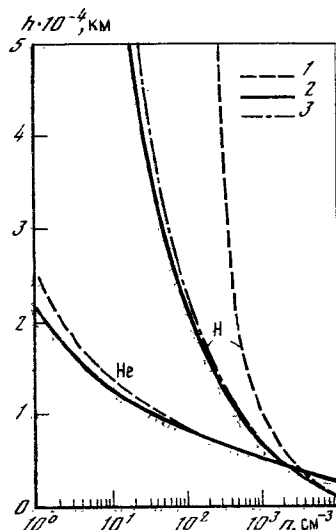


Рис. 5.3. Высотные профили концентраций He и H в экзосфере при $T_\infty = 1500$ К [312]

1 — гидростатическое распределение, 2 — баллистические и убегающие частицы, 3 — баллистические, убегающие и приходящие на экзобазу частицы

ростатическое распределение), при наличии только баллистических и убегающих частиц и при наличии баллистических, убегающих и приходящих частиц. Видно, что в отсутствие спутниковых и внешних гиперболических частиц отклонения от гидростатического распределения для гелия невелики, а для водорода они могут быть значительными. Эти отклонения будут проявляться в наблюдениях в зависимости от содержания в экзосфере спутниковых и внешних гиперболических частиц. Проблема содержания этих частиц в экзосфере анализируется в [269, 312], где делается вывод, что процессы фотоионизации и перезарядки эффективно предохраняют экзосферу от формирования в ней заметных количеств спутниковых частиц; пренебрежимо также и содержание внешних гиперболических частиц.

Наблюдения суточных и солнечно-циклических вариаций содержания водорода в экзосфере [321, 330, 610, 623] указывают на обратную зависимость $n(H)$ от T в отличие от случая гидростатического распределения, что означает преобладание частиц, пересекающих экзобазу, над спутниковыми и внешними гиперболическими частицами. Отсутствие спутниковых и внешних гиперболических частиц приводит к уменьшению средней кинетической энергии теплового движения, эквивалентному уменьшению температуры. Это уменьшение эффективной температуры водорода в экзосфере по сравнению с температурой атомарного кислорода подтверждается наблюдениями профиля эмиссии Бальмер- α [369].

При рассмотрении распределения легких частиц в экзосфере пренебрегалось вращением Земли. Если учесть последнее, то необходимо гравитационное ускорение складывать с центробежным, обусловленным вращением Земли, что ведет к нарушению сферической симметрии задачи, в частности, поток убегающих частиц и концентрация на экваторе будут превышать значения на полюсах [405]. Для экзосферы Земли эти эффекты, однако, менее существенны, чем нетепловые механизмы убегания, связанные с перезарядкой и полярным ветром.

Тепловое убегание при использовании теории Джинса оказывается недостаточным для объяснения ряда наблюдений: потока водорода, переносимого водородными соединениями вверх из мезосферы $((1,6-3) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})$ [462]; потока водорода $(3,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})$, рассчитанного по измерениям концентраций O , O^+ и H^+ в термосфере (на высотах 160—300 км) [325]; сильного локального понижения концентрации H над полюсами, обнаруженного по наблюдениям поглощения HL_α на спутниках D2A [362] и OGO-6 [606], и соответствующего ему потока убегания $(\sim 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})$.

В диапазоне температур экзосферы 700—1300 К поток теплового убегания по Джинсу оценивается в $(2-10) \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что в несколько раз меньше величин, приведенных выше. Это заставило исследователей обратиться к нетепловым механизмам [462, 465, 466, 496, 606, 608, 610, 623]. Один из них связан с реакциями

резонансного обмена зарядом:



в которых горячие протоны, имеющие скорости выше $V_{\text{кр}}$, но удерживаемые геомагнитным полем, приобретают электрон у атомов O или H и становятся горячими атомами H, способными покинуть земную атмосферу.

Протоны, образующиеся при обратном ходе реакции (5.88), могут и сами покидать земную атмосферу в приполюсных областях — так называемый полярный ветер на разомкнутых силовых линиях геомагнитного поля (см. п. 6.3.6), что способствует уменьшению $n(\text{H})$ на полюсах. Эффективность нетепловых механизмов убегания по оценкам работ [465, 496, 608] весьма велика: убегающий поток за счет зарядообмена может достигать значений $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Согласно [530] такого же порядка поток может быть обусловлен и тепловым убеганием при учете вклада частиц, убегающих с уровней ниже экзобазы.

5.8. Среднемассовые движения. Геострофическое приближение. Роль ионного трения и вязкости

Обратимся к уравнению (3.86) для среднемассовой скорости движения нейтральных частиц относительно вращающейся Земли. Для высот ниже 100 км в нем можно пренебречь вязкостью и ионным трением и для описания горизонтальных движений нейтрального газа пользоваться уравнением вида

$$\rho [d\mathbf{V}_r/dt + 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V})_r] = -(\nabla p)_r, \quad (5.90)$$

где индексом «г» отмечены горизонтальные составляющие векторов. Если ускорение $d\mathbf{V}_r/dt$ мало по сравнению с кориолисовым (*геострофическое приближение*), то (5.90) переходит в уравнение, определяющее геострофический ветер:

$$2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V})_r = -\frac{1}{\rho} (\nabla p)_r. \quad (5.91)$$

В проекциях на оси x, y декартовой системы координат, направленные на юг и восток соответственно, и в пренебрежении вкладом вертикальной скорости в кориолисово ускорение (5.91) запишется:

$$-2\Omega V_x \sin \varphi = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad 2\Omega V_y \sin \varphi = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (5.92)$$

где φ — географическая широта. Из (5.92) следует, что геострофический ветер дует вдоль изобар, так что в северном полушарии

область более низкого давления остается слева от направления движения. Ясно, что в низких широтах при $\varphi \rightarrow 0$, где сила Кориолиса стремится к нулю, геострофическое приближение неприменимо. Наличие любых других сил помимо кориолисовой и градиента давления приводит к отклонению от геострофичности. Дифференцируя уравнение состояния $p = nkT$ по x и y и используя барометрическую формулу (5.10), можно получить

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = T \int_{z_0}^z \frac{g}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x} dz', \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = T \int_{z_0}^z \frac{g}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y} dz', \quad (5.93)$$

где z_0 — уровень, на котором p , ρ и T постоянны и равны p_0 , ρ_0 , T_0 . Подставляя (5.93) в (5.92) и дифференцируя результат по z , получим

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V_x}{T} \right) = \frac{g}{2\Omega T^2 \sin \varphi} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V_y}{T} \right) = \frac{g}{2\Omega T^2 \sin \varphi} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (5.94)$$

Эти выражения связывают вертикальные изменения горизонтальной скорости с горизонтальными градиентами температуры, причем вертикальный градиент зонального ветра определяется меридиональным градиентом температуры, а меридионального ветра — зональным градиентом T .

В случае, когда ионное трение преобладает над силами Кориолиса, инерции и вязкости, можно записать

$$0 = -(\nabla p)_r - \sum_{n,i} n_n \mu_n \tilde{v}_{ni} (V - V_i)_r, \quad (5.95)$$

и при $V_{ir} \ll V_r$ отсюда следует

$$V_x = - \frac{1}{\sum_{n,i} n_n \mu_n \tilde{v}_{ni}} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad V_y = - \frac{1}{\sum_{n,i} n_n \mu_n \tilde{v}_{ni}} \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (5.96)$$

Как видно из сравнения этих формул с (5.92), горизонтальный ветер в этом случае в отличие от геострофического дует не вдоль, а перпендикулярно изобарам, против горизонтального градиента давления. Для справедливости (5.96) необходимо, чтобы выполнялось неравенство: $2\Omega \sin \varphi \ll \tilde{v}_{ni}$. Поскольку $2\Omega \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, а $\tilde{v}_{ni} \sim 10^{-9} n_i$, то должно быть $n_i \gg 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ в умеренных широтах, что обычно выполняется лишь в дневное время на высотах вблизи максимума $F2$ -слоя, где, однако, уже нельзя пренебрегать влиянием вязкости.

Влияние ионного и вязкого трения на высотные и суточные вариации скорости горизонтального ветра в термосфере иллюстрируют рис. 5.4 и 5.5, где представлены результаты численного интегрирования уравнений для горизонтальных компонент скорости нейтрального газа совместно с уравнениями непрерывности, движения и теплового баланса заряженных частиц [176, 179]. В расчетах на нижней границе (100 км) полагалось $V_x = V_y = 0$, а на верхней (1000 км) $\partial V_x / \partial z = \partial V_y / \partial z = 0$. Горизонтальные

Рис. 5.4. Высотные профили меридиональной скорости ветра, рассчитанные для различных моментов времени в процессе установления стационарного дневного распределения [176]

1 — 10 мин, 2 — 20 мин, 3 — 1 ч, 4 — 2 ч, 5 — 3 ч, 6 — 4 ч 40 мин

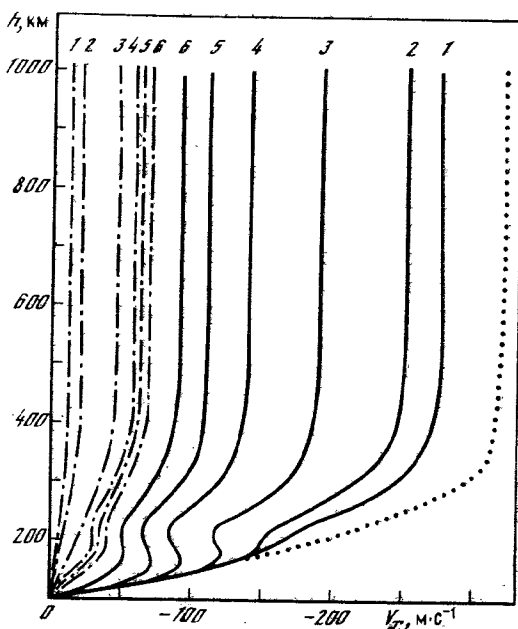
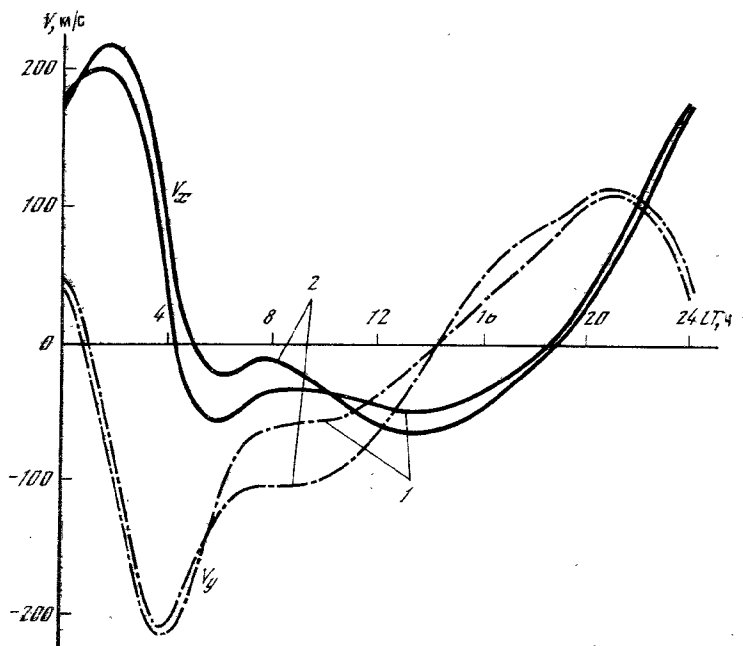


Рис. 5.5. Рассчитанные суточные вариации меридиональной V_x (положительной в направлении на юг) и зоновной V_y (положительной в направлении на восток) компонент вектора скорости ветра на высотах 200 (1) и 300 км (2) [179]



градиенты давления, плотность и температура нейтрального газа рассчитывались по полуэмпирической модели нейтральной атмосферы CIRA-72 [348]. Расчеты проводились для спокойных равноденственных среднеширотных ($\varphi = 43^\circ$) условий в минимуме солнечной активности.

На рис. 5.4 представлены высотные профили меридиональной скорости нейтрального газа, рассчитанные для различных моментов времени при фиксированном положении Солнца в процессе установления дневного стационарного распределения. Сплошные кривые соответствуют начальному профилю V_x , представленному пунктирной кривой. Штрихпунктирные кривые представляют результаты расчетов с нулевыми начальными условиями. На всех рассчитанных высотных профилях отчетливо видны их следующие характерные особенности. В интервале высот 100—150 км V_x монотонно растет с высотой; выше 150 км имеет место инверсия высотного хода V_x , на высотном профиле V_x формируется локальный минимум абсолютного значения V_x , обусловленный ионным трением и привязанный к абсолютному максимуму ионной плотности на высоте h_m F2, составлявшей в данном случае 215—240 км в зависимости от скорости ветра. Выше 300 км становится заметным сглаживающее влияние вязкости на высотный профиль V_x , и на высотах $h \geq 400$ км V_x уже не зависит от высоты.

На рис. 5.5 представлены рассчитанные суточные вариации меридиональной (V_x) и зональной (V_y) компонент горизонтальной скорости ветра на высотах 200 и 300 км. Из этого рисунка хорошо видно, что ионное торможение, преобладающее в дневное время, более чем вдвое уменьшает дневные значения скорости ветра по сравнению с ночными, и что сглаживающее влияние вязкости ночью начинает сказываться с более низких высот (~ 200 км), чем днем.

Заметим, что в данных расчетах ионное трение играет роль тормозящей силы для нейтральных ветров, генерируемых градиентами давления от солнечного разогрева, в силу незначительности собственных горизонтальных движений замагниченных ионов на средних широтах. В высоких широтах, где горизонтальные движения ионов под действием электрических полей могут быть весьма быстрыми, ионное трение может оказаться фактором, ускоряющим движение нейтрального газа.

5.9. Ветры в термосфере от солнечного и высокоширотного источников

Начиная с работ Дж. Гейслера [389, 391] и Г. Коула и Дж. Кинга [449], многие авторы путем численного интегрирования уравнений (3.137), (3.138) рассчитывали глобальные распределения термосферных ветров по заданному полю давления нейтрального газа, которое брали из эмпирических и полуэмпирических моделей нейтральной атмосферы. Пример таких расчетов, выполненных

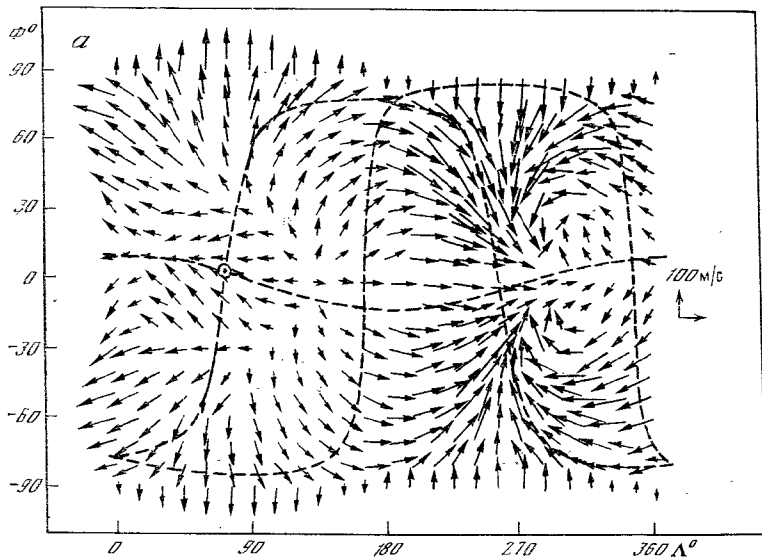
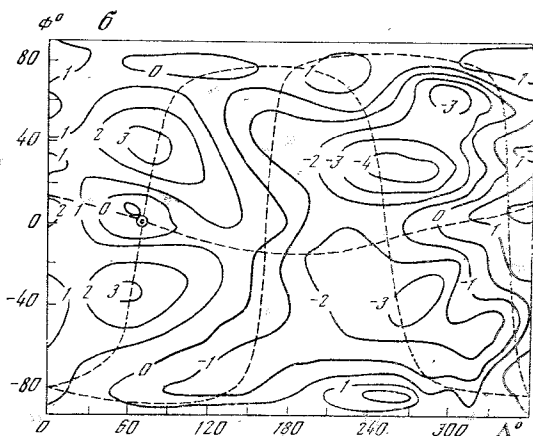


Рис. 5.6. Рассчитанные глобальные распределения горизонтальной (а) и вертикальной (б) составляющих вектора скорости нейтрального газа на высоте 320 км [175]

Результаты представлены в геомагнитных координатах для 12 ч UT. Штриховые кривые — положение полуденного, заходного, полуночного и восходного географических меридианов, а также географического экватора; кружок с точкой внутри — положение подсолнечной точки. Знак минус у изолиний вертикальной скорости (в м/с) соответствует опусканию газа вниз



с использованием модели MSIS [410, 412], для равноденствия и спокойных геомагнитных условий, когда отсутствует (или мал) высокоширотный разогрев нейтрального газа авроральными токами и выпадающими частицами, представлен для высоты 320 км на рис. 5.6. Основными особенностями картины термосферных ветров являются следующие.

Нейтральный газ растекается во все стороны из дневного полушария в ночное от области повышенного давления, обусловленного солнечным разогревом. Центр этой области сдвинут от подсолнечной точки в вечерний сектор к $\sim 16-17$ ч местного времени. Днем ветер дует преимущественно к полюсам, ночью, — к эква-

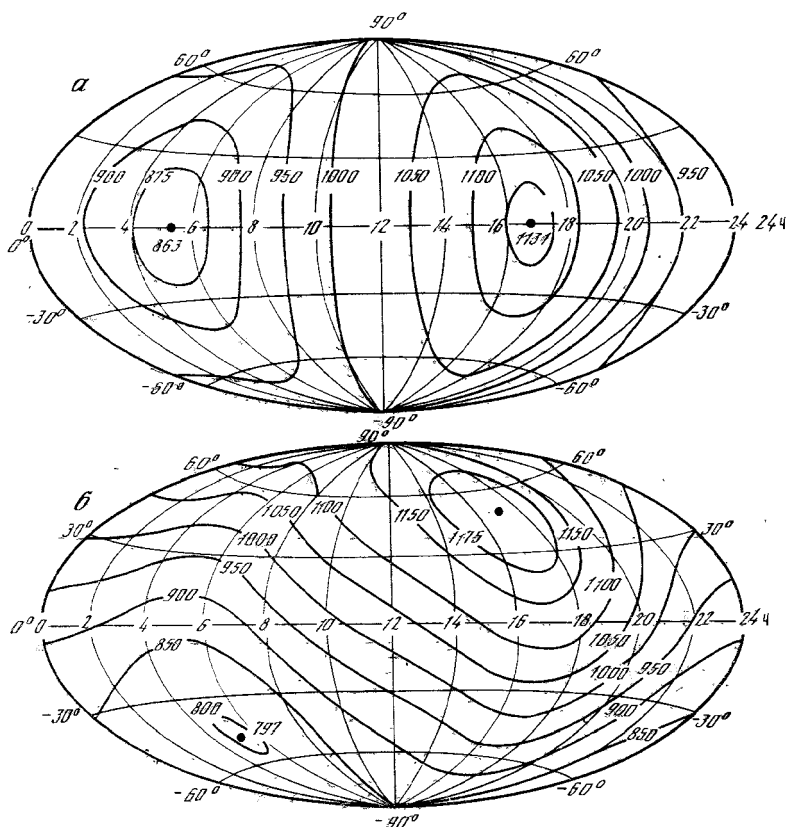


Рис. 5.7. Глобальные распределения экзосферной температуры (в К) по модели Яхкиа-77 для спокойных геомагнитных условий в равноденствие (а) и в июньское солнцестояние (б) [434]

тору. В солнцестояние область повышенного давления, связанная с солнечным разогревом, сдвигается от экватора в летнее полушарие (рис. 5.7), и газ перетекает через экватор из летнего полушария в зимнее.

В зависимости от сезона изменяется и характер суточной вариации V_x на средних широтах по сравнению с представленной на рис. 5.5 для равноденствия: зимой ветер направлен к полюсу в течение большей части суток, чем летом. Скорости вертикальных движений нейтрального газа на два порядка меньше по величине, чем скорости горизонтальных ветров. Газ поднимается над нагретым полушарием и опускается в холодном. Характер замыкания циркуляции зависит от нижних граничных условий, т. е. от взаимодействия со стратосферно-мезосферными областями атмосферы, в которых генерируются приливные движения (см. разд. 5.14).

Рис. 5.8. Широтные вариации экзосферной температуры при различных уровнях геомагнитной активности по модели Якина-77 в равноденствие (а) и в июньское солнцестояние (б) [434]

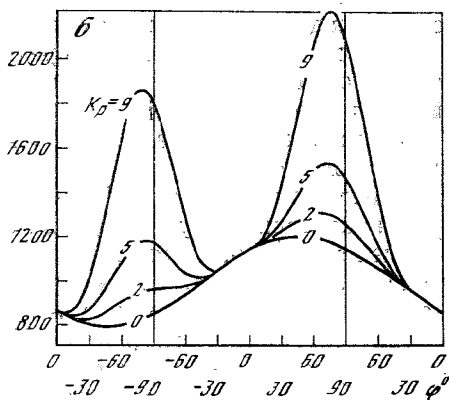
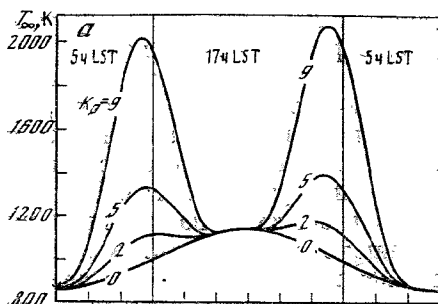
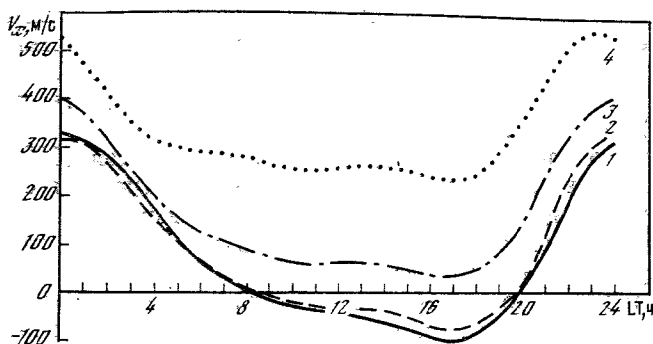


Рис. 5.9. Рассчитанные суточные вариации меридиональной скорости ветра, положительной в направлении к югу, при различных уровнях геомагнитной активности [168]
1 — $K_p = 0$, 2 — 4, 3 — 6, 4 — 8



В магнитно-возмущенных условиях характер глобального распределения термосферных ветров существенно изменяется вследствие высыпаний энергичных частиц и усиления токов в высоких широтах. Возникают два дополнительных источника движений нейтрального газа: а) тепловой, описываемый членом ∇nkT в уравнении движения и связанный с высокоширотным разогревом термосферы за счет джоулева тепла авроральных токов и диссипации энергии высыпающихся из магнитосферы частиц, и б) по-

дермоторный, связанный с передачей импульса от быстро движущихся заряженных частиц к нейтральным. Увеличение температуры при различных уровнях магнитной активности, связанное с высокоширотным разогревом, иллюстрирует рис. 5.8. Соответственно изменяются плотность и результирующие (от солнечного и высокоширотного источников) градиенты давления, движущие нейтральный газ.

В равноденствие на средних широтах меридиональный градиент давления от высокоширотного источника в дневное время противоположен по направлению градиенту давления от солнечного разогрева и противодействует ему; в ночное время имеет место обратная ситуация. Это приводит к возникновению дополнительной компоненты меридиональной скорости термосферного ветра, направленной к экватору, которая днем на средних широтах в равноденствие уменьшает скорость ветра от солнечного источника, а ночью увеличивает его [168, 178].

На рис. 5.9 показаны суточные вариации меридиональной скорости нейтрального газа на высоте 300 км при различных уровнях магнитной активности K_p , рассчитанные по модели Яккиа-77 [434] аналогично тому, как были получены результаты, представленные на рис. 5.5, и для тех же прочих условий (средние широты, равноденствие, низкая солнечная активность). Из рис. 5.9 видно, что на средних широтах при $K_p > 4$ направленная к экватору дополнительная скорость ветра $\Delta V_x = V_x(K_p \neq 0) - V_x(K_p = 0)$ быстро растет с K -индексом геомагнитной активности, достигая при $K_p \sim 8$ значений 300 м/с, которые превосходят спокойные фоновые значения скорости ветра при $K_p \sim 0$, обусловленные солнечным источником. Прямые наблюдения меридиональных скоростей термосферного ветра в периоды геомагнитных бурь указывают на возможность существования в средних широтах еще более быстрых движений к экватору (скорость достигает 700 м/с) [418, 420, 421, 540, 572].

Согласно данным наблюдений [305] и расчетов [552] ветров интенсивность высокоширотного источника нагрева и соответствующих ему движений возрастает от минимума к максимуму солнечной активности в большей степени, чем величина солнечного ультрафиолетового нагрева.

Помимо высокоширотного источника в магнитно-возмущенных условиях возможен также низкоширотный источник дополнительного разогрева нейтрального газа и соответствующих ветров, связанный с поступлением в атмосферу горячих атомов, образовавшихся в результате перезарядки энергичных ионов кольцевого тока с нейтральными атомами водорода и кислорода [609]. Хотя гипотеза о существовании ветров, связанных с этим источником, подвергалась критике в [419], более поздние наблюдения среднеширотных ветров в периоды сильных геомагнитных бурь [421] согласуются с ней.

Ветры, генерируемые пондермоторным источником, являются преимущественно бездивергентными, тогда как ветры от теплового

источника — безвихревые [35, 166]. Бездивергентные ветры, происходящие от силы ионного трения, отражают вихревую структуру горизонтальных ионосферных токов и дрейфовых движений заряженных частиц и наиболее интенсивны (до ~ 1000 м/с [540]) там, где максимальны скорости этих движений, т. е. в высоких широтах. Ветры от теплового действия токов наиболее интенсивны не в области максимума разогрева, а там, где максимален градиент давления, т. е. в субавроральных и средних широтах.

Наличие солнечного и высокоширотного источников разогрева приводит к существованию зависимости параметров термосферы (температуры, состава, скорости ветра) от мирового времени (так называемых UT-эффектов), поскольку высокоширотный источник привязан к геомагнитному полюсу, отстоящему по широте на 11° от географического и вращающемуся вокруг него. В результате положение максимума джоулевого разогрева относительно подсолнечной точки будет изменяться в зависимости от UT. Наличие UT-эффектов, наиболее ярко выраженных в магнитно-возмущенных условиях, установлено экспериментально во многих наблюдениях различных термосферных параметров [281, 411] и продемонстрировано в модельных расчетах глобальной термосферной циркуляции, учитывающих несовпадение географического и геомагнитного полюсов [540, 553].

5.10. Изменения состава, связанные с термосферной циркуляцией

На высотах вблизи турбопаузы характерные времена фотохимических процессов и процессов переноса — величины одного порядка (несколько суток). Далее с ростом высоты времена фотохимических процессов растут, а времена процессов переноса (среднемассового и молекулярной диффузии) падают, что ведет к преобладанию роли процессов переноса в изменениях концентраций отдельных газовых компонент. Причем характерные времена среднемассового и диффузионного переносов, убывая с высотой, остаются сравнимыми между собой вплоть до высот 180—200 км. Это означает, что ветры препятствуют установлению диффузионного равновесия на этих высотах, поддерживая диффузию. Далее с высотой времена диффузии убывают быстрее характерных времен ветров, и в верхней термосфере практически всегда имеет место диффузионное равновесие. Таким образом, термосферная циркуляция, обусловленная действием солнечного и высокоширотных источников, должна приводить к изменениям концентраций нейтральных компонент за счет как диффузии, так и среднемассового переноса.

В формировании состава основную роль играют безвихревые ветры от тепловых источников, тогда как ветры пондермоторного происхождения весьма мало изменяют плотность и состав [166]. Отметим, что вклады горизонтального и вертикального среднемас-

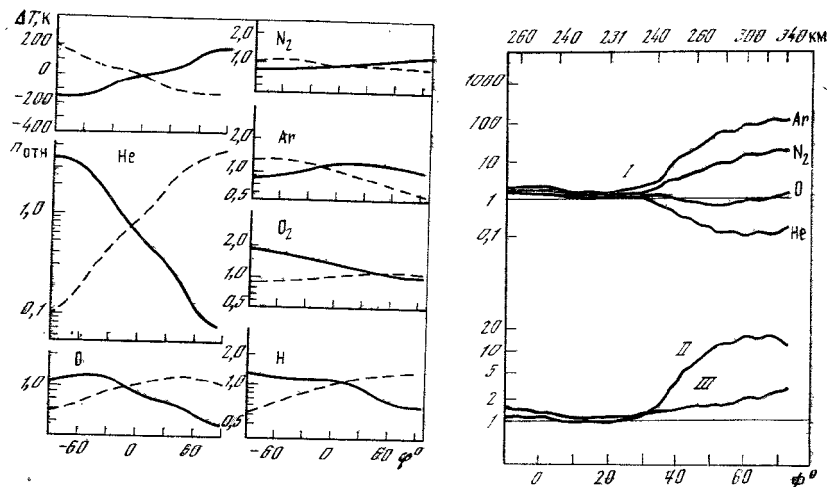


Рис. 5.10. Широтные вариации температуры и концентраций нейтральных компонент относительно среднего на высоте 120 км для июньского (сплошные кривые) и декабрьского (пунктирные кривые) солнцестояний при $F_{10.7} = 150$ по модели [410]

Рис. 5.11. Широтные вариации отношения значений параметров термосферы во время магнитной бури к спокойным значениям по данным спутника ESRO-4 [528]

I — концентрация компонент термосферы, *II* — отношение концентраций $n(N_2)/n(O)$, *III* — общая плотность ρ [528]

сового переноса в изменения концентрации примерно одинаковы, поскольку различие в величинах горизонтальных и вертикальных скоростей ($V_z \ll V_x, V_y$) компенсируется соответствующим различием характерных горизонтальных и вертикальных масштабов ($l_z \ll l_x, l_y$). Например, при $V_z \sim 1$ м/с, $l_z \sim 10$ км и $V_x \sim \sim 100$ м/с, $l_x \sim 1000$ км характерные времена $\tau_z \sim l_z/V_z$ и $\tau_x \sim \sim l_x/V_x$ одинаковы и составляют 10^4 с.

Основные эффекты в изменении состава, связанном с термосферной циркуляцией, сводятся к следующему. От областей разогрева газ движется вверх и по горизонтали в стороны к более холодным областям. При этом общая плотность на фиксированных высотах над разогретыми областями возрастает, а относительное содержание легких компонент падает, последние переносятся в более холодные области, над которыми газ опускается вниз.

Результатом этого процесса являются вариации состава термосферы с сезоном и с уровнем геомагнитной активности: в более холодном зимнем полушарии увеличивается относительное содержание легких компонент O и He, а летнее полушарие обогащается молекулярными компонентами O₂ и N₂. Аналогичным образом в периоды геомагнитных бурь отношение концентраций легких и тяжелых компонент в термосфере уменьшается в разогретых

высокоширотных областях (вплоть до широт $\sim 40^\circ$) и увеличивается в низкоширотных.

Эффекты в низких широтах локально менее значительны из-за действия геометрического фактора: легкие компоненты выносятся из сравнительно небольших высокоширотных областей нагрева и «размазываются» по гораздо большей площади в низких широтах. В солнцестояние сезонная циркуляция препятствует выносу легких компонент из возмущенной зимней высокоширотной области; это приводит к сезонным различиям в вариациях состава, обусловленных геомагнитной активностью: в зимнем полушарии изменения состава во время магнитных бурь более локализованы по широте, чем в летнем.

Описанные вариации состава термосферы с сезоном и уровнем геомагнитной активности, обусловленные термосферной циркуляцией, воспроизводились в численных расчетах [99, 227, 474, 475, 554] и соответствуют многочисленным масс-спектрометрическим измерениям на спутниках (рис. 5.10, 5.11) [410, 412, 434, 451, 485, 528].

5.11. Приливы

В предыдущих разделах речь шла о среднемассовых движениях атмосферы, генерируемых источниками, расположенными в термосфере на высотах 100—150 км. Тепловые термосферные источники обусловлены поглощением солнечного диссоциирующего излучения молекулярным кислородом (солнечный источник) и диссипацией энергии высыпавшихся частиц и авроральных токов (высокоширотные источники). Существуют, кроме того, источники движений, расположенные в нижней и средней атмосфере (преимущественно в стратосфере) и связанные с поглощением солнечного излучения озоном и парами воды. Движения от этих источников передаются вверх и вносят вклад в результирующие движения на высотах термосферы.

Теория этих движений, называемых *атмосферными приливами*, развита на базе классической теории приливов [271], основы которой были заложены еще Лапласом. Вначале наличие полусуточных и суточных вариаций атмосферного давления пытались объяснить периодическими изменениями гравитационной силы, действующей на атмосферу со стороны Солнца и Луны. Выяснилось, однако, что гравитационные приливы слабы по сравнению с приливами от солнечного разогрева и не в состоянии объяснить преобладание солнечной полусуточной гармоник над солнечной суточной и лунной полусуточной в нижней атмосфере. Не подтвердилась и резонансная гипотеза Кельвина об усилении солнечной полусуточной гармоник вследствие наличия у атмосферы собственных колебаний с близким периодом. Все эти противоречия были разрешены, когда в теории был учтен упомянутый выше тепловой источник.

Основными допущениями классической теории приливов являются предположение об относительной малости изменений атмосферных параметров, рассматриваемых как слабые возмущения (линейное приближение), и пренебрежение диссипативными эффектами, такими как молекулярная и турбулентная вязкость и теплопроводность, ионное трение и радиационное выхолаживание атмосферы. Выпишем исходные уравнения теории атмосферных приливов с этими упрощениями.

Уравнение движения:

$$\rho(\partial \mathbf{V} / \partial t + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}) = -\nabla p - \rho \nabla \psi. \quad (5.97)$$

Уравнение непрерывности:

$$\partial \rho / \partial t + \operatorname{div} \rho \mathbf{V} = 0, \text{ или } d\rho / dt + \rho \operatorname{div} \mathbf{V} = 0. \quad (5.98)$$

Уравнение теплового баланса:

$$\rho c_v dT / dt + p \operatorname{div} \mathbf{V} = P$$

или с учетом (5.98) в виде

$$\rho c_v dT / dt - (p/\rho) d\rho / dt = P. \quad (5.99)$$

Уравнение состояния:

$$p = \rho RT, \quad R = k/m. \quad (5.100)$$

Здесь ψ — потенциал гравитационной и центробежной сил:

$$\psi = gr + \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 \cos^2 \theta; \quad (5.101)$$

g — ускорение, обусловленное гравитацией Земли, Солнца и Луны; P — источник тепла за счет поглощаемого солнечного излучения.

Далее полагаем:

$$p = p_0 + p', \quad \mathbf{V} = \mathbf{V}', \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad T = T_0 + T', \quad (5.102)$$

где ρ' , $\mathbf{V}'$, p' , T' — малые возмущения, обусловленные приливами. В невозмущенном состоянии атмосфера предполагается покоящейся ($\mathbf{V}_0 = 0$); p_0 , ρ_0 , T_0 не зависят от времени и горизонтальных координат. Предполагается гидростатическое равновесие:

$$p_0 = p_{00} \exp \left(- \int_0^z \frac{dz}{H} \right), \quad \rho_0 = p_0 / gH, \quad H = RT_0 / g. \quad (5.103)$$

В проекциях на оси географической сферической системы координат (r , θ , λ) с учетом (5.102), (5.103) уравнения (5.97) — (5.100) переписываются следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega v \cos \theta = - \frac{1}{R_E} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{p'}{\rho_0} + \psi' \right), \quad (5.104)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega u \cos \theta = - \frac{1}{R_E \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{p'}{\rho_0} + \psi' \right), \quad (5.105)$$

$$0 = \partial p' / \partial z + g \rho' + \rho_0 \partial \psi' / \partial z, \quad (5.106)$$

$$d\rho/dt \equiv \partial \rho' / \partial t + w \partial \rho_0 / \partial z = -\rho_0 \chi, \quad (5.107)$$

$$c_V dT/dt \equiv c_V (\partial T' / \partial t + w \partial T_0 / \partial z) = (gH/\rho_0) d\rho/dt + p/\rho_0, \quad (5.108)$$

$$p'/\rho_0 = T'/T_0 + \rho'/\rho_0. \quad (5.109)$$

Здесь $u \equiv V_\theta$; $v \equiv V_\lambda$; $w \equiv V_r$; $\partial/\partial z \equiv \partial/\partial r$;

$$\chi \equiv \frac{1}{R_E \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (u \sin \theta) + \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right] + \frac{\partial w}{\partial z} \equiv \operatorname{div} \mathbf{V}; \quad (5.110)$$

ψ' — периодическая часть ψ . При переходе к (5.104) — (5.109) учитывалось, что вертикальные размеры атмосферы малы по сравнению с радиусом Земли, поэтому в коэффициентах Ламэ сферической системы координат величина $r = R_E + z$ была заменена на R_E . Ввиду малости w по сравнению с u и v пренебрегается вкладом w в горизонтальные составляющие кориолисова ускорения. В (5.106) пренебрежено вертикальным ускорением.

Используя (5.109), можно преобразовать (5.108) к виду

$$d\rho/dt = \partial \rho' / \partial t + w \partial \rho_0 / \partial z = \gamma g H d\rho/dt + (\gamma - 1)P, \quad (5.111)$$

где

$$\gamma = c_p/c_V = (R + c_V)/c_V. \quad (5.112)$$

Будем искать периодические по времени и долготе решения уравнений (5.104) — (5.109), т. е. представим возмущенные величины в виде

$$f' = f^{\omega, m}(\theta, z) \exp [i(\omega t + m\lambda)]. \quad (5.113)$$

Из (5.104) и (5.105) находим $u^{\omega, m}$ и $v^{\omega, m}$:

$$u^{\omega, m} = \frac{i\omega}{4R_E \Omega^2 (f^2 - \cos^2 \theta)} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{m \operatorname{ctg} \theta}{f} \right) \left(\frac{p^{\omega, m}}{\rho_0} + \psi^{\omega, m} \right), \quad (5.114)$$

$$v^{\omega, m} = \frac{-\omega}{4R_E \Omega^2 (f^2 - \cos^2 \theta)} \left(\frac{\cos \theta}{f} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{m}{\sin \theta} \right) \left(\frac{p^{\omega, m}}{\rho_0} + \psi^{\omega, m} \right), \quad (5.115)$$

где

$$f \equiv \omega/2\Omega. \quad (5.116)$$

Подставляя выражения для u и v в (5.110), получим

$$\chi - \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{i\omega}{4R_E^2 \Omega^2} F \left(\frac{p'}{\rho_0} + \psi' \right), \quad (5.117)$$

где

$$F \equiv \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\sin \theta}{f^2 - \cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{f^2 - \cos^2 \theta} \left(\frac{m}{f} \frac{f^2 + \cos^2 \theta}{f^2 - \cos^2 \theta} + \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right). \quad (5.118)$$

Уравнения (5.106), (5.107), (5.111) и (5.117) можно свести к одному для величины

$$G = -\frac{1}{\gamma p_0} \frac{dp}{dt},$$

$$H \frac{\partial^2 G^{\omega, m}}{\partial z^2} + \left(\frac{\partial H}{\partial z} - 1 \right) \frac{\partial G^{\omega, m}}{\partial z} = \frac{g}{4R_E^2 \Omega^2} F \left[\left(\frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) G^{\omega, m} - \right. \\ \left. - \frac{\gamma - 1}{\gamma^2} \frac{P^{\omega, m}}{\rho_0 g H} \right]. \quad (5.119)$$

При выводе (5.119) пренебрежено членом $\frac{\omega}{g} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial z^2}$ в силу предположения о тонкости атмосферы.

Будем искать решение уравнения (5.119) методом разделения переменных. Положим, что $G^{\omega, m}$ и $P^{\omega, m}$ можно представить в виде

$$G^{\omega, m} = \sum_n Z_n^{\omega, m}(z) \Theta_n^{\omega, m}(\theta), \quad (5.120)$$

$$P^{\omega, m} = \sum_n P_n^{\omega, m}(z) \Theta_n^{\omega, m}(\theta). \quad (5.121)$$

После подстановки (5.120), (5.121) в (5.119) получим систему уравнений для нахождения $Z_n^{\omega, m}(z)$ и $\Theta_n^{\omega, m}(\theta)$.

Приливное уравнение Лапласа:

$$F(\Theta_n^{\omega, m}) + \frac{4R_E^2 \Omega^2}{g h_n^{\omega, m}} \Theta_n^{\omega, m} = 0. \quad (5.122)$$

Уравнение вертикальной структуры:

$$H \frac{d^2 Z_n^{\omega, m}}{dz^2} + \left(\frac{dH}{dz} - 1 \right) \frac{dZ_n^{\omega, m}}{dz} + \frac{1}{h_n^{\omega, m}} \left(\frac{dH}{dz} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) Z_n^{\omega, m} = \\ = -\frac{\gamma - 1}{\gamma^2 h_n^{\omega, m}} \frac{P_n^{\omega, m}}{\rho_0 g H}. \quad (5.123)$$

В этих уравнениях $h_n^{\omega, m}$ — постоянная разделения переменных, она имеет размерность длины и для приливов в однородном океане равна его глубине, отсюда ее название — *эквивалентная глубина*.

Граничными условиями для $\Theta_n^{\omega, m}$ должны быть условия их ограниченности на полюсах ($\theta = 0, \pi$). Задание граничных условий для $\Theta_n^{\omega, m}$ определяет набор собственных значений $h_n^{\omega, m}$, а (5.122) вместе с этими граничными условиями — соответствующий набор собственных функций $\Theta_n^{\omega, m}$, называемых *функциями Хафа*. Решение уравнения (5.122) ищут в виде ряда по присоединенным полиномам Лежандра, коэффициенты которого находятся численными методами.

Уравнение (5.123) приводится к так называемому канониче-

скому виду с помощью замены z на новую независимую переменную x , такую, что

$$x = \int_0^z \frac{dz}{H}, \quad (5.124)$$

а Z_n на новую искомую функцию y_n , такую, что

$$Z_n^{\omega, m} = \exp(x/2) y_n^{\omega, m}. \quad (5.125)$$

В этом случае (5.123) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 y_n^{\omega, m}}{dx^2} - \frac{1}{4} \left[1 - \frac{4}{h_n^{\omega, m}} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} H + \frac{dH}{dx} \right) \right] y_n^{\omega, m} = \\ = \frac{\gamma-1}{\gamma^2 h_n^{\omega, m}} \frac{P_n^{\omega, m}}{\rho_0 g} \exp \left(-\frac{x}{2} \right). \end{aligned} \quad (5.126)$$

Уравнение (5.126) необходимо дополнить граничными условиями. На нижней границе, т. е. на поверхности гладкой сферической Земли, вертикальная скорость равна нулю:

$$w = 0 \text{ при } x = z = 0. \quad (5.127)$$

Выражения, связывающие w и другие гидродинамические переменные с $y_n^{\omega, m}$, приведены ниже. На верхней границе обычно используют условие ограниченности кинетической энергии $\rho_0 V^2/2$ при $x \rightarrow \infty$, что приводит к условию ограниченности $y_n^{\omega, m}$ при $x \rightarrow \infty$.

Рассмотрим свободные колебания ($P = 0$) в изотермической атмосфере ($dH/dx = 0$). В этом случае (5.126) принимает вид

$$\frac{d^2 y_n^{\omega, m}}{dx^2} - \frac{1}{4} \left(1 - \frac{4}{h_n^{\omega, m}} \frac{\gamma-1}{\gamma} H \right) y_n^{\omega, m} = 0. \quad (5.128)$$

Величина

$$-\frac{1}{4} + \frac{1}{h_n^{\omega, m}} \frac{\gamma-1}{\gamma} H \equiv k_n^2 \quad (5.129)$$

имеет смысл квадрата вертикального волнового числа относительно переменной x . Решение уравнения (5.128) можно записать в виде

$$y_n^{\omega, m} = A_n \exp(ik_n x) + B_n \exp(-ik_n x). \quad (5.130)$$

В зависимости от величины $k_n^{\omega, m}$ и ее знака могут существовать распространяющиеся ($k_n^2 > 0$) и затухающие ($k_n^2 < 0$) моды. В последнем случае условия ограниченности $y_n^{\omega, m}$ при $x \rightarrow \infty$ требует, чтобы при $k_n = i|k_n|$ было $B_n = 0$, а при $k_n = -i|k_n|$ должно быть $A_n = 0$. Аналогично, для распространяющихся мод с $k_n > 0$ условие распространения энергии снизу вверх требует, чтобы $B_n = 0$ (условие излучения). В случае $dH/dx \neq 0$ роль k_n^2 играет зависящая от высоты величина $-\frac{1}{4} + \frac{1}{h_n^{\omega, m}} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} H + \frac{dH}{dx} \right)$. Воз-

можно ситуация, когда с ростом x эта величина становится отрицательной на некоторой высоте, что соответствует отражению данной моды от этой высоты.

Имея решения $\Theta_n^{\omega,m}$ и $y_n^{\omega,m}$ уравнений (5.122), (5.126), можно получить выражения для всех остальных величин. Представим $p^{\omega,m}$, $\rho^{\omega,m}$, $T^{\omega,m}$ и $w^{\omega,m}$ в виде, аналогичном (5.120), (5.121), т. е.

$$\begin{aligned} p^{\omega,m} &= \sum_n p_n^{\omega,m}(x) \Theta_n(\theta), & \rho^{\omega,m} &= \sum_n \rho_n^{\omega,m}(x) \Theta_n(\theta), \\ T^{\omega,m} &= \sum_n T_n^{\omega,m}(x) \Theta_n(\theta), & w^{\omega,m} &= \sum_n w_n^{\omega,m}(x) \Theta_n(\theta), \end{aligned} \quad (5.131)$$

а $u^{\omega,m}$ и $v^{\omega,m}$ в виде

$$u^{\omega,m} = \sum_n u_n^{\omega,m}(x) U_n^{\omega,m}(\theta), \quad v^{\omega,m} = \sum_n v_n^{\omega,m}(x) V_n^{\omega,m}(\theta). \quad (5.132)$$

Подставляя (5.131) и (5.132) с учетом (5.113) и (5.120), (5.121) в исходные уравнения (5.104) — (5.109) (причем вместо (5.108) удобнее взять (5.111)), можно получить выражения, связывающие амплитуды гармоник всех неизвестных величин с $y_n^{\omega,m}$:

$$p_n^{\omega,m} = \frac{p_{00}}{H} \left[-\frac{\psi_n^{\omega,m}}{g} e^{-x} + \frac{\gamma h_n^{\omega,m}}{i\omega} e^{-x/2} \left(\frac{dy_n^{\omega,m}}{dx} - \frac{y_n^{\omega,m}}{2} \right) \right], \quad (5.133)$$

$$\begin{aligned} \rho_n^{\omega,m} &= \frac{p_{00}}{(gH)^2} \left\{ -\psi_n^{\omega,m} e^{-x} \left(1 + \frac{1}{H} \frac{dH}{dx} \right) + \frac{\gamma g h_n^{\omega,m}}{i\omega} e^{-x/2} \left[\left(1 + \frac{1}{H} \frac{dH}{dx} \right) \times \right. \right. \\ &\times \left. \left(\frac{dy_n^{\omega,m}}{dx} - \frac{1}{2} \right) + \frac{H}{h_n^{\omega,m}} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} + \frac{1}{H} \frac{dH}{dx} \right) y_n^{\omega,m} \right] - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{p_n^{\omega,m}}{i\omega\rho_0} \Big\}, \end{aligned} \quad (5.134)$$

$$\begin{aligned} T_n^{\omega,m} &= \frac{1}{R} \left\{ \frac{\psi_n^{\omega,m}}{H} \frac{dH}{dx} - \frac{\gamma g h_n^{\omega,m}}{i\omega} e^{x/2} \left[\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{H}{h_n^{\omega,m}} + \right. \right. \\ &+ \left. \frac{1}{H} \frac{dH}{dx} \left(\frac{d}{dx} + \frac{H}{h_n^{\omega,m}} - \frac{1}{2} \right) \right] y_n^{\omega,m} + \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{p_n^{\omega,m}}{i\omega\rho_0} \Big\}, \end{aligned} \quad (5.135)$$

$$w_n^{\omega,m} = -\frac{i\omega}{g} \psi_n^{\omega,m} + \gamma h_n^{\omega,m} e^{x/2} \left[\frac{dy_n^{\omega,m}}{dx} + \left(\frac{H}{h_n^{\omega,m}} - \frac{1}{2} \right) y_n^{\omega,m} \right], \quad (5.136)$$

$$U_n^{\omega,m}(\theta) = \frac{1}{f^2 - \cos^2 \theta} \left(\frac{d}{d\theta} + \frac{m \operatorname{ctg} \theta}{f} \right) \Theta_n, \quad (5.137)$$

$$V_n^{\omega,m}(\theta) = \frac{1}{f^2 - \cos^2 \theta} \left(\frac{\cos \theta}{f} \frac{d}{d\theta} + \frac{m}{\sin \theta} \right) \Theta_n, \quad (5.138)$$

$$u_n^{\omega,m}(x) = \frac{\gamma g h_n^{\omega,m}}{4R_E \Omega^2} e^{x/2} \left(\frac{dy_n^{\omega,m}}{dx} - \frac{y_n^{\omega,m}}{2} \right), \quad (5.139)$$

$$v_n^{\omega,m}(x) = i u_n^{\omega,m}(x). \quad (5.140)$$

Множитель $\exp(x/2) = \exp\left(\int_0^z \frac{dz}{2H}\right)$ в выражениях (5.136), (5.139),

(5.140) для амплитуд скоростей приливных движений указывает на экспоненциальный рост амплитуды с высотой. Этот рост является следствием экспоненциального убывания плотности с высотой и сохранения плотности кинетической энергии ρV^2 при распространении по вертикали. В реальной атмосфере на высотах $h \gtrsim 200$ км экспоненциальный рост амплитуды скоростей движения частиц ограничивается диссипативными эффектами, прежде всего вязкостью.

Результаты численных расчетов различных гармоник приливных движений обобщены в монографии [271]. Они дали ответ на основной вопрос, стоящий перед теорией: почему наблюдаемые полусуточные колебания, связанные с поглощением солнечного излучения в стратосфере, преобладают над суточными. Оказалось, что амплитуды мод суточных колебаний ($\omega = \Omega$) с положительными $h_n^{1,m} \equiv h_n^{\Omega,m}$ достаточно велики лишь в полосе низких широт $\pm \sim 30^\circ$. За пределами этой полосы широт преобладают моды с отрицательными $h_n^{1,m}$, т. е. затухающие, а положительные значения $h_n^{1,m}$ весьма малы, т. е. малы амплитуды соответствующих им мод. Наконец, из-за малости и близости разных значений $h_n^{1,m}$ ослаблению суточного прилива способствует интерференция мод.

Что касается полусуточного солнечного прилива ($\omega = 2\Omega$), то все значения $h_n^{2,m}$ положительны и относительно велики, т. е. моды полусуточного прилива могут распространяться по вертикали, если только распределение температуры с высотой не приводит к отрицательным значениям k^2 , и амплитуды их не малы. Преобладающей модой полусуточного прилива является мода $\Theta_2^{2,2}$, для которой k^2 мало, а эквивалентная вертикальная длина волны велика (~ 150 км), и почти вся толща атмосферы возбуждается в фазе с источником нагрева. В то же время отрицательные значения dH/dx в области мезопаузы могут приводить к переходам k^2 через 0 в область отрицательных значений и препятствовать пропикновению этой моды в термосфере:

Дальнейшее развитие теория атмосферных приливов получила в работах [382, 383, 383а, 424, 627], авторы которых отказались от целого ряда упрощений классической теории, оставаясь в рамках линейного приближения. Были учтены эффекты вязкости и теплопроводности, ионного трения, поглощения солнечного излучения молекулами O_2 в термосфере, радиационного охлаждения атмосферы, диффузии, изменений состава, вариаций фонового состояния атмосферы, что позволило включить в рассмотрение термосферу. Учет диссипативных процессов не дает возможности провести расщепление уравнений методом разделения переменных по θ и z . Поэтому в процедуре решения используется только разложение по временным и долготным гармоникам, а интегрирование по θ и x осуществляется численно методами конечных раз-

стей. Чтобы можно было проводить исследования решений в терминах мод классической теории приливов, источники (ψ' и P) разлагают в ряды по функциям Хафа и численные решения строятся для каждой моды отдельно.

Было получено, что полусуточный прилив между 100 и 130 км определяется модой 2,4 ($m = 2$, $n = 4$), возбуждаемой снизу. Выше 120 км эта мода затухает быстрее, чем 2,2; последняя становится преобладающей на высотах 130—200 км [424]. В верхней термосфере солнечные суточные и полусуточные ветры имеют амплитуды 50—150 и 20—40 м/с соответственно, а амплитуды вариаций температуры достигают 50—150 и 10—60 К, причем к полюсу от 40° широты вариации T' составляют ~ 10 —20 К, а к экватору от 30° широты 40—60 К. Влияние вязкости и теплопроводности приводит к почти постоянству по высоте амплитуд и фаз скоростей и температур на высотах выше 200 км для всех мод. Лунные полусуточные колебания температуры и скоростей ветров имеют амплитуду 20 % от солнечных полусуточных приливов [382].

При двухкратном возрастании интенсивности солнечного нагрева от минимума к максимуму солнечной активности амплитуда суточных колебаний температуры возрастает в 3 раза, тогда как поле скоростей меняется слабо [383]. В минимуме солнечной активности полусуточные приливы в термосфере определяются возбуждением снизу, а в максимуме эти моды сильно ослабевают в нижней термосфере, так что сравнимый вклад дают собственно термосферные источники. В целом полусуточные приливы в термосфере интенсивнее в минимуме солнечной активности, чем в максимуме [424].

Сезонные различия приливных ветров на данной высоте вдвое больше в период максимума солнечной активности, чем в минимуме. При данном уровне активности v , w и T' значительно больше в летнем, а u в зимнем полушарии. Существует различие фаз приливных полей между летом и зимой от 1 до 6 ч в зависимости от высоты, широты и солнечной активности [383a].

Сопоставление расчетов и наблюдений вариаций параметров термосферы с помощью ракет и радаров выявляет в целом хорошее согласие (с учетом изменчивости ото дня ко дню, наиболее значительной в низких широтах), особенно при соответствующей калибровке интенсивности источника. Наибольшие расхождения имеют место в интервале высот 80—100 км, где важен вклад как распространяющихся, так и захваченных между областями отражения мод [382, 388].

5.12. Акустико-гравитационные волны

Обратимся к движениям атмосферы меньшего масштаба, чем приливы: с периодами от нескольких минут до 2—3 ч и горизонтальными длинами волн в сотни километров. Для таких движений

не существенны (или не столь существенны) эффекты сферичности Земли и силы Кориолиса, но зато ввиду возможности достаточно быстрых колебаний не следует пренебрегать вертикальным ускорением. В этих особенностях и состоит их отличие от приливных движений.

Рассмотрим в линейном приближении свободные движения, т. е. движения в отсутствие вынуждающей силы [265]. Исходными являются уравнения гидродинамики (5.97) — (5.100), в которых опустим силу Кориолиса, центробежную силу и источники ($P = 0$, $\psi = g \cdot r$, $\psi' = 0$), т. е.

$$\rho \partial \mathbf{V} / \partial t = -\nabla p + \rho \mathbf{g}, \quad (5.141)$$

$$d\rho/dt + \rho \operatorname{div} \mathbf{V} = 0, \quad (5.142)$$

$$\rho c_V dT/dt - (p/\rho) d\rho/dt = 0, \quad (5.143)$$

$$p = \rho RT. \quad (5.144)$$

Уравнение теплового баланса (5.143) удобнее записать (используя (5.144)) в виде

$$\rho dp/dt = \gamma p d\rho/dt, \quad (5.145)$$

где $\gamma = (R + c_V)/c_V$. После линеаризации, т. е. представления искомых величин в виде (5.102) и пренебрежения произведениями малых возмущений, система уравнений (5.141), (5.142) и (5.145) примет вид

$$\rho_0 \partial \mathbf{V}' / \partial t + \nabla p' - \rho' \mathbf{g} = -\nabla p_0 + \rho_0 \mathbf{g}, \quad (5.146)$$

$$\partial \rho' / \partial t + \rho_0 \nabla \mathbf{V}' + \mathbf{V}' \nabla \rho_0 = 0, \quad (5.147)$$

$$\rho_0 (\partial p' / \partial t + \mathbf{V}' \nabla p_0) = \gamma p_0 (\partial \rho' / \partial t + \mathbf{V}' \nabla \rho_0). \quad (5.148)$$

Для невозмущенных плотности ρ_0 и давления p_0 , зависящих только от вертикальной координаты z , примем условия гидростатического равновесия (5.103). Чтобы упростить дальнейшие выкладки, будем считать фоновую атмосферу изотермической с постоянной средней массой $\bar{m}$, т. е. $H = \text{const}$. В этом случае из (5.103) следует:

$$p_0/\rho_0 = gH = u_{\text{зв}}^2/\gamma = \text{const}. \quad (5.149)$$

Здесь

$$u_{\text{зв}} = \sqrt{\gamma RT} = \sqrt{\gamma kT/\bar{m}} \quad (5.150)$$

— скорость звука. С учетом (5.103) и (5.149) система уравнений (5.146) — (5.148) принимает вид

$$\rho_0 \partial \mathbf{V}' / \partial t + \nabla p' - \rho' \mathbf{g} = 0, \quad (5.151)$$

$$\partial \rho' / \partial t + \rho_0 \nabla \mathbf{V}' - \rho_0 w/H = 0, \quad (5.152)$$

$$\partial p' / \partial t + \mathbf{V}' \nabla p_0 = u_{\text{зв}}^2 (\partial \rho' / \partial t + \mathbf{V}' \nabla \rho_0). \quad (5.153)$$

Здесь, как и раньше, $w \equiv V'_z$.

Введем декартову систему координат с осью x , направленной на юг, осью z — в зенит, и будем искать решения системы уравнений (5.151) — (5.153) в виде плоских волн, распространяющихся перпендикулярно оси y , для которых $V'_x \equiv u \neq 0$, $V'_y = 0$ и все величины не зависят от y . Представим решения в виде

$$\rho'/\rho_0 R = p'/p_0 P = u/X = w/Z = A \exp(z/2H) \exp[i(\omega t - k_x x - k_z z)]. \quad (5.154)$$

Здесь A , R , P , X , Z — комплексные амплитудные множители для относительных возмущений плоскости и давления (ρ'/ρ_0 , p'/p_0) и возмущений горизонтальной и вертикальной компонент вектора скорости (u , w). Подстановка (5.154) в (5.151) — (5.153) приводит к системе линейных алгебраических уравнений для R , P , X , Z , которая разрешима, если ω , k_x и k_z удовлетворяют условию равенства нулю определителя этой системы, т. е. дисперсионному уравнению

$$k_z^2 = (\omega_g^2/\omega^2 - 1) k_x^2 - 1/4 H^2 + \omega^2/u_{\text{зв}}^2, \quad (5.155)$$

где

$$\omega_g^2 = (\gamma - 1) g^2/u_{\text{зв}}^2 = [(\gamma - 1)/\gamma] g/H. \quad (5.156)$$

В этом случае для амплитудных множителей имеем

$$R = \omega^2 k_z^2 + i(\gamma - 1) g k_x^2 - i\gamma g \omega^2/2u_{\text{зв}}^2, \quad (5.157)$$

$$P = \gamma \omega^2 [k_z - i(1 - \gamma/2) g/u_{\text{зв}}^2], \quad (5.158)$$

$$X = \omega k_x u_{\text{зв}}^2 [k_z - i(1 - \gamma/2) g/u_{\text{зв}}^2], \quad (5.159)$$

$$Z = \omega (\omega^2 - k_x^2 u_{\text{зв}}^2). \quad (5.160)$$

Из (5.155) следует, что обе компоненты волнового вектора $\mathbf{k}$ могут быть одновременно действительными (т. е. волны могут распространяться в произвольном направлении) лишь при условиях

$$\omega > \omega_a \equiv \gamma g/2u_{\text{зв}} \quad (5.161)$$

или

$$\omega < \omega_g \equiv \sqrt{\gamma - 1} g/u_{\text{зв}} \quad (5.162)$$

Первый, высокочастотный случай (условие (5.161)) соответствует *акустическим волнам*, распространяющимся с фазовой скоростью $\omega/k \geq u_{\text{зв}}$. Частоту ω_a называют *граничной акустической частотой* или *частотой акустического обрезания*. При $\omega \gg \omega_a$ дисперсионное уравнение (5.155) принимает вид

$$k_z^2 + k_x^2 = \omega^2/u_{\text{зв}}^2, \quad (5.163)$$

который означает, что волны распространяются изотропно со скоростью звука, это обычные звуковые волны. Второй, низкочастотный случай (условие (5.162)) соответствует волнам,

распространяющимся с дозвуковыми скоростями ($\omega/k < u_{\text{зв}}$). Этот тип волн называют *внутренними гравитационными волнами* (ВГВ), отмечая тем самым их отличие от поверхностных волн и подчеркивая существенную роль силы тяжести в их возникновении. Частоту ω_g называют *частотой Бранта—Вайселя*. Она имеет физический смысл частоты собственных колебаний элемента объема атмосферного воздуха, когда возвращающей силой является не просто сила сжатия, как в случае звуковых волн, а выталкивающая сила Архимеда — разность между силами тяжести и градиента давления.

Действительно, пусть некоторый элемент объема с плотностью ρ_0 адиабатически поднимается с уровня z на уровень $z + \Delta z$, где его параметры принимают значения ρ' и ρ' , а фоновые значения плотности и давления становятся равными $\rho = \rho_0 + \Delta\rho$, $p = p_0 + \Delta p$, где $\Delta p = -g\rho\Delta z$. Выталкивающая сила равна (со знаком минус) разности между весом этого элемента объема $\rho'g$ и весом вытесненного им воздуха ρg :

$$f = \rho g - \rho' g,$$

а ускорение вверх будет

$$\frac{d^2\Delta z}{dt^2} = g \frac{\rho - \rho'}{\rho} \approx g \frac{\rho - \rho'}{\rho_0} = g \left(\frac{\rho}{\rho_0} - \frac{\rho'}{\rho_0} \right).$$

Но

$$\frac{\rho}{\rho_0} \approx 1 + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} \Delta z = 1 - \frac{\Delta z}{H},$$

а

$$\frac{\rho'}{\rho_0} \approx 1 + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial p} \Delta p = 1 + \frac{1}{\rho_0} \frac{\Delta p}{u_{\text{зв}}^2} = 1 - \frac{g}{u_{\text{зв}}^2} \Delta z.$$

Здесь использовано, что при адиабатическом расширении $\partial \rho / \partial p = 1/u_{\text{зв}}^2$, так что окончательно

$$\frac{d^2\Delta z}{dt^2} = - (g^2/u_{\text{зв}}^2) (\gamma - 1) \Delta z = - \omega_g^2 \Delta z. \quad (5.164)$$

Мы получили уравнение свободных колебаний с частотой ω_g . Частоты ω_a и ω_g близки по величине; соответствующие им периоды составляют в зависимости от температуры ~ 5 — 10 мин.

Принципиальное отличие ВГВ от звуковых волн заключается в том, что в последних колебания воздуха являются чисто продольными, а в случае ВГВ имеется поперечная, сдвиговая составляющая. Она возникает благодаря действию силы тяжести: более тяжелая область сжатия стремится опуститься вниз, а более легкая область разрежения стремится всплыть наверх; это приводит к колебаниям вдоль g , даже если волна сжатия и разрежения распространяется поперек g . Очевидно, что эффект усиливается с увеличением периода колебаний: область сжатия успевает за полпериода значительно сместиться по вертикали. В том, что

появление ветви гравитационных волн обусловлено наличием силы тяжести, легко убедиться, устремив g к нулю в дисперсионном уравнении (5.155). В этом случае оно примет вид (5.163) и будет соответствовать звуковым волнам.

Рассмотрим случай крупномасштабных (длиннопериодных) ВГВ, для которых

$$T = 2\pi/\omega \gg 2\pi/\omega_g, \quad (5.165)$$

$$|k_z| \gg 1/2H. \quad (5.166)$$

Эти условия фактически эквивалентны предположению о гидростатичности возмущенной атмосферы, т. е. пренебрежению вертикальным ускорением в (5.151). Другими словами, использование предположения о гидростатическом равновесии применительно не только к фоновой, но и к возмущенной атмосфере эквивалентно исключению из рассмотрения (отфильтровыванию) акустических волн и мелкомасштабных ВГВ, т. е. волн с периодами меньше ~ 10 мин. Дисперсионное уравнение для крупномасштабных ВГВ принимает вид

$$k_z^2 = (\omega_g^2/\omega^2) k_x^2, \quad (5.167)$$

а выражения для амплитуд становятся такими:

$$R = i(\gamma - 1) g k_x^2, \quad (5.168)$$

$$P = \gamma \omega^2 k_z, \quad (5.169)$$

$$X = \omega k_x k_z u_{зв}^2, \quad (5.170)$$

$$Z = -\omega k_x^2 u_{зв}^2. \quad (5.171)$$

Из (5.167) следует, что для рассматриваемых волн

$$k_z \gg k_x, \quad (5.172)$$

а из (5.170), (5.171), что

$$|X| \gg |Z|, \text{ т. е. } |u| \gg |w|. \quad (5.173)$$

Это означает, что фаза ВГВ распространяется почти вертикально, а движения частиц в волне происходят практически горизонтально.

Дифференцируя (5.167) по k_x и k_z , можно получить

$$u_{гр,x} \equiv d\omega/dk_x = \omega/k_x = u_{ф,x}, \quad u_{гр,z} \equiv d\omega/dk_z = -\omega/k_z = -u_{ф,x}. \quad (5.174)$$

Следовательно, по горизонтали энергия и фаза волны распространяются в одном направлении и с одинаковой скоростью, а по вертикали — в противоположных направлениях: фаза вниз, а энергия вверх, что является еще одной характерной особенностью ВГВ.

Наличие экспоненциального множителя $\exp(z/2H)$ в (5.154) имеет ту же природу, что и в случае атмосферных приливов: оно

следует из постоянства плотности кинетической энергии частиц в волне, распространяющейся в атмосфере с экспоненциально убывающей плотностью. Это явление аналогично морскому береговому прибою, когда амплитуда волн нарастает при выходе на мелководье, где энергия передается все меньшей толще воды.

Выше предполагалось, что $H = kT_0/mg = \text{const}$. В реальной атмосфере T_0 и m зависят от высоты. Для этого случая применяют численный многослойный метод расчета характеристик ВГВ [235, 385], суть которого состоит в следующем. Атмосфера разбивается по вертикали на тонкие (по сравнению с вертикальной длиной волны $\lambda_z = 2\pi/k_z$) слои, в которых H можно считать постоянной, и предполагается, что в каждом таком слое выполняются дисперсионное уравнение и условия для амплитуд, полученные для атмосферы с $H = \text{const}$. Для слоя с номером n вертикальную скорость движения частиц в волне можно записать в виде

$$w_n = \tilde{w}_n \exp \left[\sum_{j=1}^{n-1} \frac{h_j}{2H_j} \right] \exp \frac{z - z_n}{2H_n} \exp i [\omega t - k_x x - k_{zn} (z - z_n)], \quad (5.175)$$

где $\tilde{w}_n$ — комплексная амплитуда; $h_j = z_{j+1} - z_j$ — толщина слоя; ω и k_x полагаются не зависящими от z , тогда как k_{zn} зависит от номера слоя. Решения в соседних слоях сшиваются требованием равенства вертикальных смещений на границе между слоями.

Зависимость $k_z(z)$, обусловленная зависимостью $H(z)$, означает наличие преломления и внутреннего отражения. Очевидно, что для разных ω и k_x эти зависимости будут разными, и области с большими вертикальными градиентами температуры будут по-разному влиять на прохождение различных гармоник, т. е. действовать как селективный фильтр. В частности, с ростом T_0 величина k_z уменьшается и для некоторых ω и k_x (не крупномасштабных, т. е. когда дисперсионное уравнение имеет вид не (5.167), а (5.155)) k_z^2 в отдельных высотных областях может становиться отрицательным, что соответствует отражению от этой области. Между такими областями волна может оказаться захваченной в волноводный канал. Но если на глубине затухания k_z снова станет действительным, то возможно просачивание волны через температурный барьер (например, в окрестности мезопаузы) с последующим нарастанием амплитуды по мере распространения вверх.

Аналогичную преломляющую и отражающую роль может играть наличие ветровых сдвигов, т. е. зависимость от z фоновой скорости движения нейтрального газа V_0 . Нетрудно показать, что в линейном приближении учет V_0 эквивалентен замене оператора $\partial/\partial t$ в уравнениях (5.146)–(5.148) на $\partial/\partial t + V_0 \cdot \nabla$ или частоты ω на ω' :

$$\omega' = \omega - V_0(\mathbf{k} + i\mathbf{z}/2H), \quad (5.176)$$

где $\hat{z}$ — единичный вектор в направлении оси z . Если фоновый ветер горизонтален, то

$$\omega' = \omega - V_{0x} k_x, \quad (5.177)$$

т. е. мы имеем обычный доплеровский сдвиг частоты. Очевидно, что зависимость $V_{0x}(z)$ приводит к изменению с высотой фазовой скорости, т. е. к появлению преломленной и отраженной волн, как и в случае наличия температурных градиентов.

Обобщение линейной теории ВГВ на случай диссипативной атмосферы, т. е. учет вязкости, теплопроводности и ионного трения приводит к дисперсионному уравнению следующего вида [385]:

$$C_3 K^3 + C_2 K^2 + C_1 K + C_0 = 0, \quad (5.178)$$

где

$$K = k^2 - i\alpha k + 1; \quad k = (k_z + i/2H)/k_x; \quad \alpha = 1/k_x H; \quad (5.179)$$

$$C_3 = -3\mu\nu(1 + 4\mu); \quad (5.180)$$

$$C_2 = 3\mu(1 + 4\mu)/(\gamma - 1) + \nu\beta(1 + 7\mu) + 3\mu - i\sigma\beta\nu \times \\ \times [(1 + 4\mu)(1 - b_1^2) + 3\mu(1 - b_3^2)]; \quad (5.181)$$

$$[C_1 = -[\beta^2 - 2\mu\alpha^2(1 + 3\mu)]\nu - \beta(1 + 7\mu)/(\gamma - 1) - \beta + \\ + i\sigma\beta[(1 - b_1^2)[(\gamma + 4\mu)/(\gamma - 1) + \nu(1 + \mu + \beta)] + \\ + (1 - b_3^2)[3\mu/(\gamma - 1) - \nu(1 + \mu - \beta)]]; \quad (5.182)$$

$$C_0 = [\beta^2 - 2\mu\alpha^2(1 + 3\mu)]/(\gamma - 1) + \alpha^2(1 + 3\mu) + \\ + [i\sigma\beta/(\gamma - 1)][(1 - b_3^2)(\gamma + \mu - \beta) - (1 - b_1^2) \times \\ \times (\gamma + \mu + \beta)]; \quad (5.183)$$

$$\mu = \frac{i\omega\eta}{3\rho_0}, \quad \nu = \frac{i\kappa T_0 k_x^2}{\omega\rho_0}, \quad \beta = \frac{\omega^2}{gk_x^2 H};$$

$$\sigma = \sigma_{\Pi} B^2/\rho_0\omega, \quad (5.184)$$

где η и κ — коэффициенты вязкости и теплопроводности; σ_{Π} — проводимость Педерсена, B — магнитное поле,

$$b_1 = B_x/B; \quad b_3 = B_z/B.$$

Выражения для амплитудных множителей запишутся следующим образом:

$$X = \frac{b_3\omega}{k_x} \left[(1 + \mu)k - i\alpha(1 + 3\mu) + \frac{k}{1/(\gamma - 1) - \nu K} \right] - \\ - \frac{b_1\omega}{k_x} \left[(1 + 4\mu)K - \mu - \beta - 1 + \frac{K - 1}{1/(\gamma - 1) - \nu K} + i\sigma\beta(1 - b_3^2) \right]; \quad (5.185)$$

$$Z = \frac{b_1 \omega}{k_x} \left[(1 + \mu) k + 2i\mu\alpha + \frac{k - i\alpha}{1/(\gamma - 1) - \nu K} \right] - \frac{b_3 \omega}{k_x} \left[1 + \mu - \beta + 3\mu K + \frac{1}{1/(\gamma - 1) - \nu K} + i\sigma\beta(1 - b_1^2) \right], \quad (5.186)$$

$$R = \frac{\rho_0 k_x}{\omega} [X + Z(k - i\alpha)], \quad (5.187)$$

$$P = \frac{p_0}{\rho_0 R} + \frac{p_0 k_x}{\omega} \left(\frac{X - kZ}{1/(\gamma - 1) - \nu K} \right). \quad (5.188)$$

Полученные соотношения справедливы в пределах тонких слоев, в которых величины η/ρ_0 , κ/ρ_0 и σ_{Π}/ρ_0 можно считать постоянными. На границах между слоями решения должны спшиваться условием равенства вертикальных смещений. При наличии отраженной волны должно быть наложено еще одно условие, например непрерывности давления при переходе через границу.

При заданных k_x и ω дисперсионное уравнение (5.178) имеет три решения для K и, следовательно, для k_z^2 : слабо затухающие акустико-гравитационные волны и два типа сильно затухающих волн — так называемые волны вязкости и теплопроводности. Влияние вязкости и теплопроводности, усиливающееся с высотой из-за убывания плотности, не только ограничивает экспоненциальный рост с высотой амплитуды ВГВ, препятствуя нарастанию нелинейных эффектов, но и ведет к уменьшению k_z с высотой, т. е. к практически горизонтальному распространению ВГВ в верхней термосфере.

Численные расчеты, выполненные в [385] многослойным методом с использованием формул (5.178)—(5.188) для реалистичной фоновой атмосферы, показали, что в диапазоне периодов ВГВ от 15 до 120 мин в термосфере могут свободно распространяться волны с горизонтальными фазовыми скоростями примерно от 300 до 800 м/с, затухающие в e раз на горизонтальных расстояниях от 500 до 5000 км соответственно. Такие характеристики отвечают реально наблюдаемым *перемещающимся ионосферным возмущениям* (ПИВ) (см. также п. 8.6.1) средних ($T \sim 15 \div 45$ мин) и крупных ($T \sim 45 \div 120$ мин) масштабов, обусловленным распространением ВГВ [42, 386, 604].

Фаза этих возмущений распространяется обычно горизонтально и сверху вниз, а энергия — горизонтально и снизу вверх, т. е. источники находятся обычно ниже области наблюдения ПИВ, а вследствие экспоненциального роста амплитуды с высотой их эффекты могут быть легче обнаружены на больших (ионосферных) высотах. Природа источников ВГВ может быть весьма разнообразна: движущиеся фронты погоды в тропосфере, грозовая, вулканическая и сейсмическая активность, ядерные взрывы, движение терминатора и т. п. Для крупномасштабных ВГВ обнаружена их связь с авроральной магнитной активностью, в частности

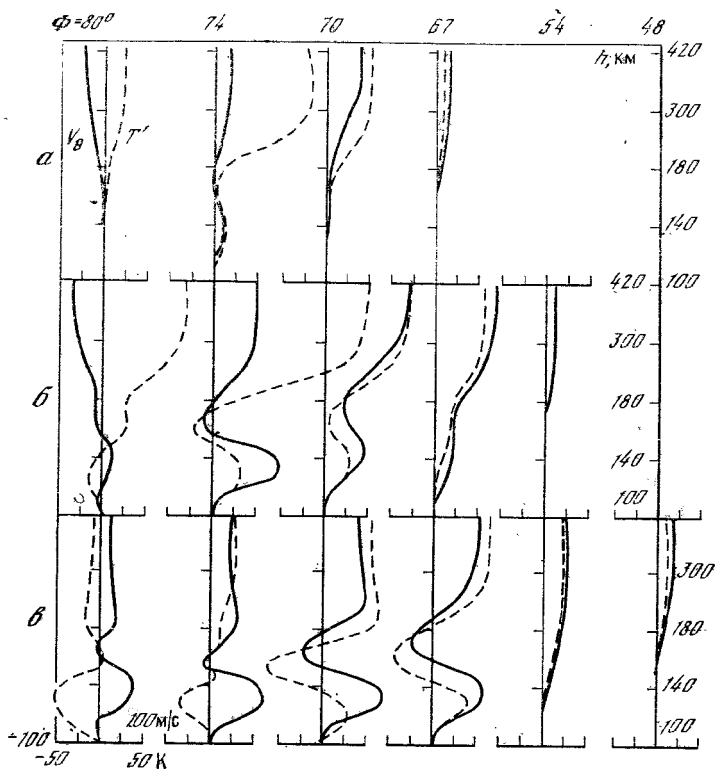


Рис. 5.12. Высотные профили меридиональной скорости V_θ (сплошные кривые) и возмущения температуры T' атмосферы (штриховые кривые) на различных широтах в различные моменты времени t после включения источника с максимумом интенсивности на широте 74° [237]

$a - t = 30$ мин, $b - 1$ ч, $v - 2$ ч

с суббурями [354, 550], а также с внезапным началом магнитной бури [278].

Реакция термосферы на резкие изменения авроральных токов в периоды интенсивных геомагнитных суббурь рассчитывалась численно путем интегрирования полной системы уравнений гидродинамики (с учетом силы Кориолиса и в гидростатическом приближении для плотности, т. е. с фильтрацией акустических волн) в работах [236, 237, 549] для двумерного (не зависящего от долготы) случая и в работах [99, 387] для трехмерного случая. Альтернативное развитие теории внутренних волн, основанное на представлении гидродинамических параметров в виде модового разложения и позволяющее учесть как отклонения от гидростатики, так и диссипацию, предложено в работах [138, 139].

В расчетах [236, 237, 549] параметры источника (пондермоторной силы и джоулева нагрева) определялись заданием прост-

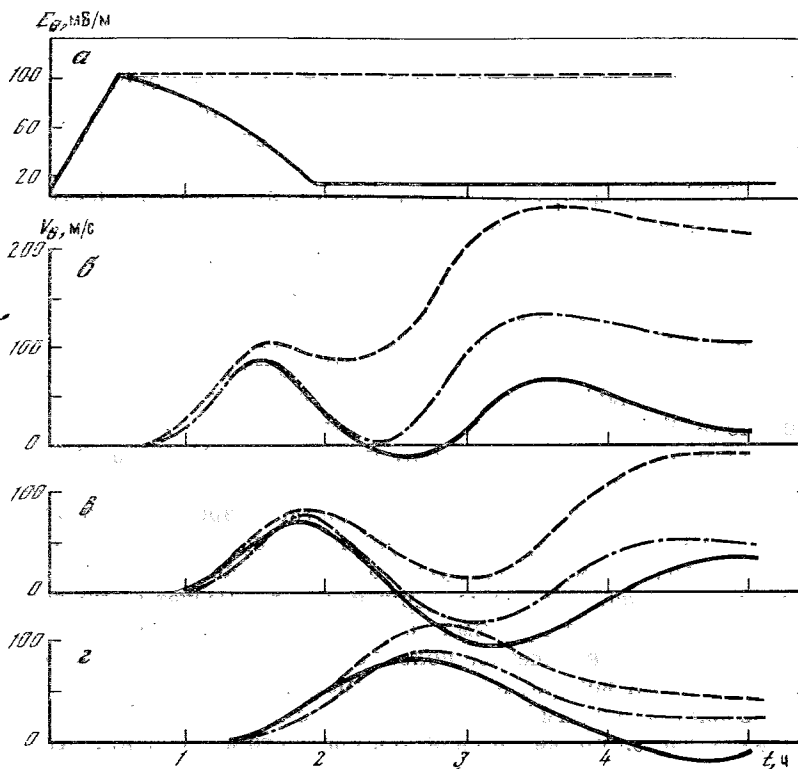


Рис. 5.13. Трансформация волновых возмущений в стационарный термосферный ветер [236]

а — вариация электрического поля на широте максимума интенсивности источника (68°); б — г — вариации меридиональной скорости газа на 400 (б), 200 (в) и 140 км (г) на широте 47°

ранственно-временных изменений электрического поля и проводимости, которые полагались быстро нарастающими в течение первых 30 мин после начала суббури (взрывная фаза) и более медленно спадающими в течение последующих 90 мин (фаза восстановления). Результаты расчетов для двумерного случая иллюстрируются на рис. 5.12, 5.13, из которых видны основные особенности генерируемого возмущения, позволяющие отождествить его с немонохроматической внутренней гравитационной волной.

Вдали от источника возмущение появляется сначала на больших высотах, а затем на меньших, т. е. на фиксированной широте фаза возмущения распространяется сверху вниз. В горизонтальном направлении возмущение распространяется с фазовой скоростью 650 м/с, что является типичным значением для крупномасштабных ПИВ. Рост амплитуды возмущения с высотой из-за уменьшения плотности атмосферы компенсируется влиянием вязкости и теплопроводности, которое приводит к сглаживанию

вертикальной неоднородности возмущения на высотах выше ~ 300 км. В области источника зональная скорость V_λ нейтрального газа, обусловленная передачей импульса от ионов, превосходит меридиональную V_θ , но с удалением от источника V_λ быстро убывает и движение частиц в волне становится чисто меридиональным [237].

В [236] показано, что интенсивность возмущения существенно зависит от высотного профиля электронной концентрации в области авроральной электроструи, и увеличивается с понижением высоты максимума F2-слоя. Учет трехмерности задачи приводит к сильной зависимости возмущения, генерируемого авроральными токами, от местного времени [387]: наибольшие амплитуды движений, достигающие значений 200—250 м/с на высоте $h = 120$ км, 500 м/с на $h = 200$ км и 600 м/с на $h = 400$ км, имеют место в интервале 0—6 ч LT, когда интенсивность источника велика, а ионное торможение в среде распространения мало. При этом результирующее возмущение складывается из последовательно приходящих волн от ночного и дневного участков аврорального овала.

Рис. 5.13 иллюстрирует трансформацию среднеширотного волнового возмущения, генерируемого авроральной электроструей, в квазистационарный термосферный ветер. Расчеты, представленные штриховыми кривыми, соответствуют случаю, когда высокоширотное электрическое поле, достигнув максимума, остается повышенным, а возмущение проводимости прекращается. Видно, что квазистационарный ветер на расстоянии в 21° от источника устанавливается примерно через 3 ч после его включения. Штрихпунктирные кривые соответствуют расчетам без учета силы Кориолиса. Видно, что на временных масштабах больше 1 ч сила Кориолиса существенно влияет на величину возмущения V_θ .

5.13. Планетарные волны

Движения с большими временными масштабами, чем ВГВ и приливы, т. е. с периодами больше, чем одни солнечные сутки, называют *планетарными волнами*. С ними связаны наблюдаемые в атмосфере вариации с периодами 2, 5, 16, 18, 25—40 сут [406, 407, 422], а также сезонные и полугодовые. Для рассмотренных ранее движений меньших масштабов планетарные волны составляют некоторый фон. Таковым, например, является ветер сезонной циркуляции, направленный в стратосфере и мезосфере с востока на запад летом и с запада на восток зимой. Это фоновое среднее течение может оказывать, как уже отмечалось, существенное влияние на распространение ВГВ и приливов.

Для анализа планетарных волн может быть применен аппарат теории приливов, как это сделано, например, в [626, 627] применительно к сезонным и полугодовым вариациям. За основную в разложении по временным гармоникам (5.113) в этом случае принимается частота Ω_a , соответствующая периоду в 1 год. Ази-

мутальное волновое число m для таких волн (длина волны в зональном направлении много больше окружности Земли) равно нулю. Зависящие от высоты коэффициенты в разложениях вида (5.120) по сферическим функциям Θ_n^0 находятся численными методами.

Согласно расчетам, выполненным в [626] с учетом диссипации, относительные амплитуды колебаний давления и горизонтальные ветры приближаются на больших высотах к асимптотическим значениям, которые пропорциональны $1/n(n+1)$, где n — зональное волновое число, т. е. термосфера действует как фильтр, подавляющий высокие зональные гармоники (но это не относится к вертикальной скорости w). Преобладающий ветер (с нулевой частотой), содержащий компоненты с $n=2$ и $n=4$ (Θ_2^0 и Θ_4^0), довольно значителен в мезосфере, но мал на термосферных высотах. Компонента Θ_2^0 связана с солнечным и высокоширотным источниками, Θ_4^0 — преимущественно с высокоширотным.

Сезонные ветры (с годовым периодом) имеют сильные компоненты с $n=1$ и $n=3$ на высотах мезосферы. Компонента Θ_1^1 значительна также в термосфере и обусловлена сдвигом солнечного нагрева в летнее полушарие. Вследствие турбулентной теплопроводности на высотах мезосферы летний полюс вблизи 90 км становится более холодным, чем зимний. Компонента Θ_3^1 еще велика вблизи 90 км, но подавляется в термосфере вследствие ее упомянутого фильтрующего действия. Полугодовая компонента Θ_2^2 незначительна выше мезосферы вследствие компенсации эффектов от солнечного и высокоширотного источников. Компонента Θ_4^2 преобладает в широтной структуре мезосферных ветров вблизи 90 км, она обусловлена преимущественно высокоширотным источником. Средняя экзосферная температура может рассматриваться как амплитуда стационарной моды с нулевыми частотой и зональным волновым числом. Она генерируется солнечным разогревом и в значительной степени за счет диссипации приливов и ВГВ, приходящих снизу. Полугодовая мода Θ_0^2 обусловлена диссипацией волн, приходящих снизу, и высокоширотным нагревом термосферы. Описание результатов наблюдений длиннопериодных вариаций параметров атмосферы дано в разд. 5.15.

5.14. Тепловой режим нейтральной атмосферы

5.14.1. Уравнение теплового баланса

Обратимся к уравнению теплового баланса нейтрального газа, записанному в форме (3.92), в которое следует добавить член с дивергенцией потока тепла $\nabla \cdot \mathbf{q}_T$ за счет турбулентной теплопроводности (3.101) и член $-P_T$, описывающий диссипацию турбулентной энергии (3.102):

$$\rho c_V dT/dt + p \nabla V + \eta [4/3 (\nabla V)^2 - (\nabla \times V)^2] - \\ - P_T - \nabla (\kappa \nabla T) + \nabla q_T = \sum_n (P_n + J_n + \tilde{P}_n - L_n), \quad (5.189)$$

где скорости упругого теплообмена P_n и фрикционного нагрева J_n определяются выражениями (3.65), (3.66); $\tilde{P}_n$ — скорость изменения тепловой энергии n -й компоненты нейтрального газа в единице объема за счет неупругих столкновений; L_n — скорость охлаждения за счет излучения. Сумму членов P_n и $\tilde{P}_n$, связанных с упругими и неупругими столкновениями, можно одновременно представить и как сумму скоростей нагрева солнечным излучением $P_n^{\text{солн}}$ и высыпаящимися из магнитосферы энергичными частицами $P_n^{\text{корп}}$, каждая из которых, в свою очередь, является суммой скоростей нагрева по различным каналам, обсуждаемым ниже.

Два первых члена в (5.189) часто записывают в другом виде, используя уравнение непрерывности для плотности ρ и уравнение состояния $p = \rho RT$:

$$\rho c_V dT/dt + p \nabla V = \rho c_V dT/dt - (p/\rho) (d\rho/dt) = \rho c_p dT/dt - dp/dt. \quad (5.190)$$

Член с дивергенцией потока тепла за счет молекулярной теплопроводности ($-\nabla(\kappa \nabla T)$) выступает в роли стока тепла на высотах $h \geq 160$ км. В верхней термосфере влияние теплопроводности приводит к практически изотермичному профилю температуры

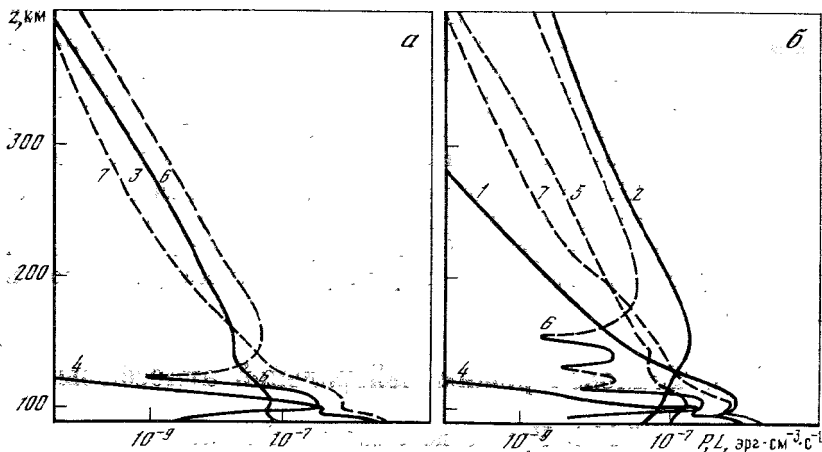


Рис. 5.14. Объемные скорости нагрева (сплошные кривые) и охлаждения (штриховые кривые) термосферы в ночных (а) и дневных (б) условиях [57]
1 — нагрев при фотодиссоциации O_2 , при фотоионизации и вследствие сжатия термосферы соответственно, 4 — выделение энергии в химических реакциях O и O_3 , 5 — охлаждение вследствие расширения термосферы, 6 — охлаждение и нагрев путем молекулярной теплопроводности, 7 — охлаждение ИК-излучением 1,27–63 мкм

на высотах $h \geq 300$ км. В нижней термосфере молекулярная теплопроводность охлаждает или нагревает нейтральный газ на отдельных высотных участках в зависимости от высотного хода температуры (рис. 5.14).

Влияние турбулентной теплопроводности зависит от высотного хода как температуры, так и коэффициента турбулентной теплопроводности K_h , имеющего максимум вблизи турбопаузы. На высотах выше высоты z_m максимума K_h турбулентная теплопроводность охлаждает газ, ниже ее влияние зависит от формы профиля $K_h(z)$. Согласно расчетам [56] в обычных условиях совместное действие турбулентной теплопроводности и диссипации турбулентной энергии нагревает нейтральный газ на высотах от мезопаузы до z_m , однако количественные оценки этого влияния затруднены неопределенностью коэффициента K_h [36, 56, 93, 131, 337].

5.14.2. Нагрев солнечным излучением

Фотоны солнечного излучения теряют свою энергию в актах фотодиссоциации и фотоионизации атмосферных компонент. Относительная доля этой энергии, переходящая в конечном итоге в тепло нейтрального газа, называется *эффективностью солнечного нагрева*, причем обычно вводят отдельные эффективности $\epsilon_n^{\text{дис}}$ и $\epsilon_n^{\text{ион}}$ для диссоциирующего и ионизирующего излучений, так что приблизительно можно записать

$$P_n^{\text{солн}} \simeq \epsilon_n^{\text{дис}} \sum_{\lambda < \lambda_{dn}} h\nu q_{dn}^{\lambda} + \epsilon_n^{\text{ион}} \sum_{\lambda < \lambda_{in}} h\nu q_{in}^{\lambda}, \quad (5.191)$$

где $h\nu$ — энергия фотона; q_{dn}^{λ} и q_{in}^{λ} — скорости диссоциации и ионизации n -й газовой компоненты излучением с длиной волны λ ; λ_{dn} и λ_{in} — соответствующие пороговые длины волн.

Поглощенная энергия солнечного излучения переходит в тепло нейтрального газа по различным каналам. Так, при диссоциации молекул O_2 избыток энергии фотона над потенциалом диссоциации переходит либо в кинетическую энергию продуктов диссоциации — атомов O, либо (при $\lambda < 1750 \text{ \AA}$) в энергию возбуждения состояния $O(^1D)$ одного из атомов и кинетическую энергию продуктов. Метастабильные атомы $O(^1D)$ дезактивируются в столкновениях с молекулами N_2 , возбуждая колебательные уровни последних, а колебательно возбужденный молекулярный азот дезактивируется в столкновениях с атомами O, повышая их кинетическую энергию, и молекулами CO_2 , возбуждая их колебательные уровни, которые затем гасятся излучением. Часть энергии продуктов диссоциации переходит в тепло в результате экзотермических химических реакций с их участием, например в реакциях (5.41) — (5.43) с участием атомарного кислорода.

Сведения, необходимые для расчета тепла, выделяемого в химических реакциях нейтральных компонент, можно найти, напри-

мер, в [57, 131]. Эффективность каналов различна в зависимости от гелио- и геофизических условий, что приводит и к разным результирующим эффективностям нагрева. По расчетам [339] $\epsilon_{\text{дис}} = 0,33$, а по расчетам [274] она равна 0,25 для $\lambda = 1350 \text{ \AA}$ и 0,40 для $\lambda = 1750 \text{ \AA}$ в интервале высот 120—200 км. Объемная скорость нагрева термосферы за счет диссоциации молекул O_2 максимальна вблизи высоты 100 км (около $10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) [57, 312].

При фотоионизации ион может оказаться в возбужденном состоянии, а почти вся избыточная энергия фотона уносится фотоэлектроном. Фотоэлектроны термализуются, возбуждая электронные состояния при $E \geq 7 \text{ эВ}$ и колебательные и вращательные уровни молекул при $7 \geq E \geq 2 \text{ эВ}$, а при $E \leq 2 \text{ эВ}$ в кулоновских столкновениях с тепловыми электронами, нагревая последние. При столкновительной дезактивации возбужденных состояний энергия возбуждения переходит в кинетическую энергию нейтральных частиц, часть ее теряется путем излучения. Тепловые электроны отдают часть своей энергии ионам в кулоновских столкновениях с ними, а ионы, в свою очередь, — нейтральному газу посредством упругого теплообмена (член P_n в (5.189)). Но наиболее эффективно энергия ионизирующего излучения, запасенная электронами и ионами, передается нейтральному газу в виде тепла реакций диссоциативной рекомбинации (см. п. 6.2.2).

Объемная скорость нагрева в реакциях диссоциативной рекомбинации записывается в виде

$$P_n^{\text{др}} = n_e \sum_j k_{je} n_j \Delta Q_j, \quad (5.192)$$

где n_e , n_j — концентрации электронов и ионов j -го сорта; k_{je} — коэффициент рекомбинации; ΔQ_j — выделяемая в одном акте рекомбинации энергия, равная в среднем 3,69 эВ для O_2^+ , 1,31 эВ для NO^+ и 3,14 эВ для N_2^+ [339]. Согласно расчетам [587] этот канал нагрева ионизирующим излучением преобладает над остальными на высотах 150—300 км; на меньших высотах с ним сравним или преобладает нагрев фотоэлектронами; выше 300 км преобладает упругий ион-нейтральный теплообмен; вблизи 300 км нагрев тепловыми электронами сравним по эффективности с остальными каналами, но нигде не является преобладающим. Максимум скорости нагрева ионизирующим излучением приходится на высоты 130—170 км в зависимости от условий и составляет около $10^{-7} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ [57, 274, 312, 587]. На меньших высотах преобладает нагрев диссоциирующим излучением, на больших — ионизирующим (рис. 5.14). Эффективность нагрева нейтрального газа ионизирующим излучением $\epsilon_n^{\text{ион}}$ в дневной термосфере по оценкам работ [57, 339, 587, 616] находится в пределах значений 0,15—0,65 с наиболее часто встречающимися значениями 0,3—0,4, близкими к значениям эффективности нагрева диссоциирующим излучением.

5.14.3. Нагрев высыпающимися частицами

Высыпающиеся из магнитосферы энергичные частицы — электроны и протоны с энергиями от сотен электронвольт до сотен килоэлектронвольт теряют свою энергию, проходя через атмосферу, в процессах возбуждения, ионизации и диссоциации нейтральных частиц и кулоновских соударений с заряженными частицами, причем протоны могут участвовать в реакциях перезарядки



превращаясь в горячие атомы водорода, которые, в свою очередь, могут возбуждать и ионизовать окружающие частицы. Часть энергии высыпающихся корпускул, теряемой в атмосфере, уходит в конечном итоге в тепло нейтрального газа. Эту относительную долю $\epsilon_{\text{корп}}$ поглощенной на высоте z энергии высыпающихся частиц, перешедшую в тепло нейтрального газа, называют *эффективностью корпускулярного нагрева* нейтрального газа, так что

$$P_n^{\text{корп}} = \epsilon_n^{\text{корп}} W_n. \quad (5.194)$$

Здесь W_n — объемная скорость потерь энергии корпускулярного потока на высоте z :

$$W_n = \int \int \left(\frac{dE}{dx} (E, z) \right)_n \Phi(E, \Omega, z) dE d\Omega = \bar{E} q_{in}^{\text{корп}}, \quad (5.195)$$

где E — энергия корпускул; $(dE/dx)_n$ — потери энергии частицей на единице пути в газе сорта n (тормозящая сила); $\Phi(E, \Omega, z) dE d\Omega$ — поток высыпающихся частиц с энергиями в интервале $E, E + dE$, в интервале телесных углов $\Omega, \Omega + d\Omega$ на высоте z ; $\bar{E} \simeq 34$ эВ — средняя энергия, затрачиваемая на один акт ионизации воздуха жестким излучением; $q_{in}^{\text{корп}}$ — скорость корпускулярной ионизации.

В случае рассеяния тяжелых высыпающихся частиц сорта α на орбитальных электронах $(dE/dx)_n$ может быть рассчитана по формуле Бете [23]:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_n = \frac{4\pi (Z_\alpha e^2)^2}{m_e v_\alpha^2} n_n Z_n \ln \frac{2m_e v_\alpha^2}{I_n}, \quad (5.196)$$

где m_e — масса электрона; $Z_\alpha e$ и v_α — заряд и скорость энергичной частицы; n_n и Z_n — концентрация атомов и зарядовый номер поглотителя; $n_n Z_n$ — концентрация орбитальных электронов; I_n — средняя энергия возбуждения (80,5 эВ для N_2 ; 92,0 эВ для O_2 и O). Для высыпающихся электронов под знаком логарифма

должно быть $\frac{m_e v_e^2}{4I_n} \sqrt{2,7 \left(\frac{v_e^2}{2c^2} + 2 \right)}$ [309], где c — скорость света.

Расчеты изменения с высотой дифференциального спектра $\Phi(E, \Omega, z)$ высыпающихся энергичных частиц и соответственно величины поглощенной энергии W_n проводились в ряде работ раз-

личными методами с использованием лабораторных измерений потерь энергии электронов в воздухе [541, 586], метода Монте-Карло применительно к индивидуальным траекториям электронов [318, 463], уравнения Фоккера—Планка для функции распределения энергичных электронов по энергиям иpitch-углам в приближении непрерывных потерь энергии (для $E > 500$ эВ) и уравнений непрерывности для направленных вверх и вниз потоков электронов с $E < 500$ эВ в приближении дискретных потерь [309].

В работе [463] для первоначально моноэнергичного потока вертикально падающих электронов с начальной энергией E_0 было получено, что на высоте z , характеризуемой так называемой *толщ*

щей, или глубиной, вышележащей атмосферы $x = \int_z^{\infty} \rho dz$ ($\Gamma/\text{см}^2$),

поток электронов с энергией в интервале $E, E + dE$, рассчитанный методом Монте-Карло и нормированный к полному падающему моноэнергетическому потоку, может быть аппроксимирован выражением

$$i(E, E_0, x) = \frac{i_0(E, E_0, x)}{N(E_0, x)} \exp(-4,42\xi^{2,8}), \quad (5.197)$$

где

$$\xi \equiv x/r_0, \quad r_0 = 4,57 \cdot 10^{-6} E_0^{7/4}, \quad (5.198)$$

r_0 — так называемый *пробег* электрона с начальной энергией E_0 (в кэВ), определяющий высоту максимума энерговыведения

$r_0 = \int_{z_0}^{\infty} \rho dz$ (z_0 — высота, до которой проникает электрон);

$$i_0(E, E_0, x) = E_0^{n(\xi)-1} \left[\frac{1-y}{(1-y_m)^{0,1}} \right]^{n(\xi)} \exp \left\{ - \left[\frac{1-y}{(1-y_m)^{0,9}} \right]^{n(\xi)} \right\}, \quad (5.199)$$

$$y = \frac{E}{E_0}, \quad y_m = \frac{E_m}{E_0}, \quad E_m = E_0 \left(\frac{r_0 - x}{r_0} \right)^{4/7}, \quad \eta(\xi) = 7,5\xi + 3,25, \quad (5.200)$$

$$N(E_0, x) = \int_0^{E_0} i_0(E, E_0, x) dE = E_0 \int_0^1 i_0(y, 1, x) dy. \quad (5.201)$$

В случае первоначального потока энергичных электронов с распределением частиц по энергиям $g(E_0)$, нормированным к 1, так что

$$\int_{E_{0\min}}^{E_{0\max}} g(E_0) dE_0 = 1, \quad (5.202)$$

поток электронов с энергиями в интервале $E, E + dE$ на высоте

z , характеризуемой вышележащей толщиной x , будет

$$j(E, x) = \int_{E_{0\min}}^{E_{0\max}} i(E, E_0, x) g(E_0) dE_0 = \frac{\Phi(E, x) dE}{\int \Phi(E_0, 0) dE_0}. \quad (5.203)$$

Что касается эффективности корпускулярного нагрева нейтрального газа $\epsilon_n^{\text{корп}}$, то по расчетам [542, 544, 571], выполненным для типичных авроральных электронов с энергиями в несколько килоэлектронвольт, имеющих максимум энергосвыделения на высотах области E , она составляет около 0,60 и практически не зависит от высоты (уменьшаясь выше ~ 150 км [571]). Большая часть энергии корпускул, переходящей в тепло нейтрального газа, передается ему по каналу диссоциативной рекомбинации ионов и электронов, образованных в результате корпускулярной ионизации — тепловая эффективность этого канала равна 0,35 по расчетам [542].

Вклад корпускулярного нагрева в тепловой баланс термосферы наиболее существен в высокоширотных зонах высыпаний энергичных частиц в периоды геомагнитных возмущений. Локально он может быть сравним с джоулевым нагревом и временами даже превосходит его. Например, по данным установки некогерентного рассеяния в Чатанике для 22 марта 1973 г. [639] интегральный (по высоте) приток энергии от авроральных электронов составлял от 1/3 до 4 притоков энергии от джоулева нагрева при среднем уровне около 3 эрг/(см²·с), превышавшем приток тепла от солнечного излучения. Однако в глобальном масштабе вклад корпускулярного нагрева в возмущенных условиях, видимо, меньше, чем джоулева [361, 384]. В [577] из сопоставления результатов расчетов с наблюдениями получено, что для обеспечения наблюдаемой преобладающей компоненты термосферного ветра к экватору, составляющей на средних широтах около 10 м/с на высоте 300 км в спокойных геомагнитных условиях ($K_p \sim 0 \div 1$) и 20 м/с в умеренно-возмущенных ($K_p \sim 3 \div 4$), джоулева нагрева недостаточно и необходим фоновый высокоширотный источник нагрева, обеспечивающий потоки тепла порядка 0,4 эрг/(см²·с). Там же показано, что таким источником могут быть мягкие электроны с $E \sim 200$ эВ, отдающие свою энергию на высотах $h \geq 240$ км. Значительный вклад в нагрев термосферы могут вносить энергичные ионы O^+ , потоки которых в интервале энергий $E \sim 0,7 \div 12$ кэВ на высотах порядка 800 км составляют в среднем $0,4 - 0,4 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$. Через процессы перезарядки и передачи импульса атомам O с последующей их термализацией 60—70 % энергии горячих ионов идет на нагрев нейтрального газа [614].

5.14.4. Джоулев нагрев

Скорость джоулева нагрева, определяемую выражением (3.66), можно представить в более привычном виде, если воспользоваться определением плотности тока (3.75) и уравнениями движения для

заряженных частиц, в которых учтены только силы трения и электромагнитные силы, и перейти к результирующей скорости джоулевой диссипации ионосферных токов в атмосфере:

$$J = \sum_{n,i} (J_n + J_i) + J_e = \mathbf{j}(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}', \quad (5.204)$$

где суммирование ведется по всем сортам нейтральных и заряженных частиц, $\mathbf{V}$ — среднемассовая скорость движения всего

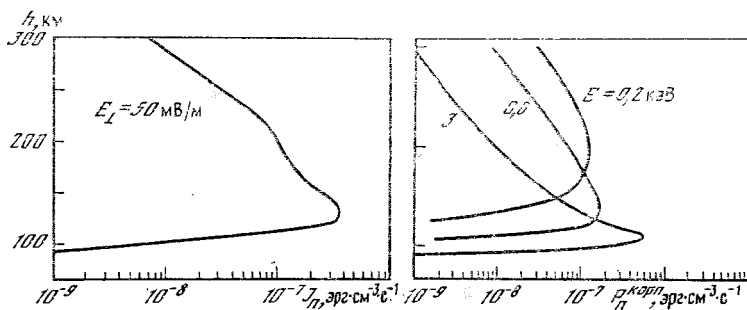


Рис. 5.15. Высотные профили объемной скорости джоулевого (J_n) и корпускулярного ($P_n^{\text{корп}}$) нагрева, рассчитанные для $E_{\perp} = 50$ мВ/м и характерных энергий высыпавшихся частиц 0,2; 0,6 и 3 кэВ [408]

атмосферного газа в целом, близкая к скорости нейтрального газа. В отсутствие продольных (вдоль $\mathbf{B}$) электрических полей

$$J = \sigma_{\text{П}} E'^2, \quad (5.205)$$

где $\sigma_{\text{П}}$ — проводимость Педерсена. Из (5.205) следует, что максимум объемной скорости джоулевого нагрева приходится на высоты максимума педерсеновской проводимости. Примеры высотных профилей J_n и $P_n^{\text{корп}}$, рассчитанных в [408] для $E_{\perp} = 50$ мВ/м и характерных энергий высыпавшихся частиц 0,2; 0,6 и 3 кэВ, представлены на рис. 5.15.

Рассматриваемый источник тепла, обусловленный работой сил ион-нейтрального и электрон-нейтрального трения и черпающий энергию от магнитосферных и динамо-электрических полей, для термосферы является вторым по значимости после солнечного излучения. В периоды возмущений J_n локально (в области авроральных электроструй) может более чем на порядок превышать $P_n^{\text{солн}}$ [589], и, хотя его действие ограничено преимущественно высокими широтами ($\Phi \geq 60^\circ$), значение этого источника велико в масштабах всего земного шара, как это обсуждалось в разд. 5.9, 5.10 при рассмотрении термосферной циркуляции и связанных с ней изменений состава.

В работе [384] по данным измерений на спутнике АЕ-С электрических полей и педерсеновской проводимости установлено, что

в невозмущенных условиях ($K_p = 0 \div 3$) средняя мощность джоулева нагрева Q в одном полушарии составляет 35 ГВт, а в умеренно-возмущенных ($K_p = 3 \div 6$) $Q = 80 \div 100$ ГВт (глобальная мощность нагрева термосферы солнечным излучением составляет ~ 140 ГВт); суммарная мощность Q в обоих полушариях в 2—3 раза превышает мощность корпускулярного нагрева; джоулев нагрев максимален в утреннем и вечернем авроральных секторах и в области полуденного каспа; летом Q на 50 % больше, чем зимой, из-за более высокой проводимости летней ионосферы.

Электронная составляющая джоулева нагрева, обычно незначительная, в периоды солнечных вспышек и ППП, когда резко возрастает ионизация в D -области, может давать заметный вклад в тепловой баланс мезосферы на высотах около 70 км, где существенна электронная компонента педерсеновской проводимости. По расчетам [308] ее вклад может быть оценен по формуле $dT/dt = 1,42 \cdot 10^{-9} n_e E^2$, что дает в условиях возмущений в высоких широтах значения от 1 до 10 К/сут, сравнимые с локальным притоком солнечной энергии и даже существенно превышающие его.

5.14.5. Охлаждение за счет излучения

Чтобы рассчитать потери тепла нейтрального газа за счет излучения (главным образом инфракрасного во вращательно-колебательных полосах молекул CO_2 и NO), необходимо совместно с уравнением теплового баланса (5.189) решать уравнение переноса излучения, которое для плоскостной атмосферы может быть записано в виде

$$\pm dJ_{\lambda}^{\pm}(z, \chi) = [-J_{\lambda}^{\pm}(z, \chi) + F_{\lambda}(z, \chi)] d\tau, \quad (5.206)$$

где $J_{\lambda}^{\pm}(z, \chi)$ — интенсивность излучения, т. е. поток энергии фотонов на высоте z , отнесенный к единичным интервалам длин волн и телесного угла и направленный под углом χ к вертикали; знаки плюс и минус соответствуют восходящему и нисходящему потокам; $F_{\lambda}(z, \chi)$ — функция источника; τ — оптическая толщина:

$$d\tau = \sec \chi \sum_n \sigma_{n\lambda} n_n dz = \sec \chi \cdot \kappa_{\lambda} \rho dz, \quad (5.207)$$

κ_{λ} — массовый коэффициент поглощения. В общем случае в (5.207) вместо κ_{λ} должен стоять коэффициент экстинкции, равный сумме коэффициентов поглощения и рассеяния, однако для длинноволнового излучения рассеянием можно пренебречь. В случае локального термодинамического равновесия функция источника описывается формулой Планка для излучения абсолютно черного тела:

$$F_{\lambda} = B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}. \quad (5.208)$$

В атмосфере Земли основные потери тепла при излучении происходят за счет инфракрасного излучения CO_2 на длине волны

15 мкм (рис. 5.16). Объемная скорость выхолаживания (в эрг·см⁻³·с⁻¹) в этом случае может быть записана в виде [56, 57]

$$L(\text{CO}_2) = 2,66 \cdot 10^{-13} \left[e^{-960/T} - \frac{n(\text{CO}_2(01^0))}{n(\text{CO}_2)} \right] n(\text{CO}_2) \sum_{\alpha} k_{\alpha} n_{\alpha} \approx \\ \approx 2,66 \cdot 10^{-13} e^{-960/T} n(\text{CO}_2) F(\tau, \lambda) \sum_{\alpha} k_{\alpha} n_{\alpha}, \quad (5.209)$$

где k_{α} — коэффициенты скоростей столкновительной дезактива-

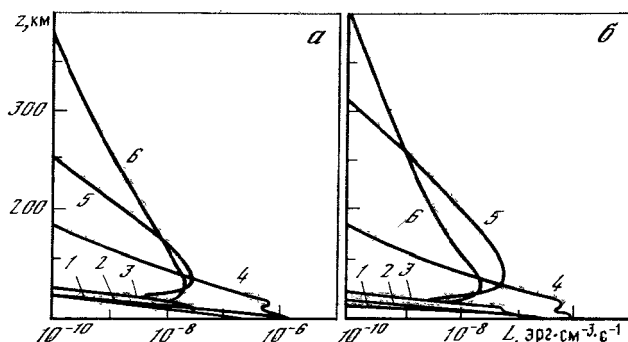


Рис. 5.16. Объемные интенсивности ИК-излучения в различных полосах, обеспечивающие охлаждение термосферы в дневных (а) и ночных (б) условиях [55]

1 — OH, 2,8 мкм; 2 — O₂, 9,6—14 мкм; 3 — O₂, 1,27 мкм; 4 — CO₂, 15 мкм; 5 — NO, 5,3 мкм; 6 — O, 63 мкм

ции уровня 01⁰ в столкновениях с частицами сорта α (O, O₂, N₂):

$$k(\text{CO}_2^*, \text{O}_2) = 3,3k(\text{CO}_2^*, \text{N}_2) = 1,31 \cdot 10^{-14} T \exp\left(-\frac{41}{T^{1/3}}\right), \quad (5.210)$$

$$k(\text{CO}_2^*, \text{O}) = 4,9 \cdot 10^{-12} T^{1/2} \exp\left(-\frac{1820}{T}\right). \quad (5.211)$$

$$F(\tau, \lambda) = \frac{(\lambda/2) \tilde{L}(\tau)}{1 - \lambda + (\lambda/2) \tilde{L}(\tau)}, \quad \lambda = \frac{A_{10}}{A_{10} + \sum_{\alpha} k_{\alpha} n_{\alpha}}, \quad (5.212)$$

$$\tilde{L}(\tau) = E(\tau) + E(\tau/2), \quad \tau \approx 6,4 \cdot 10^{-15} n(\text{CO}_2) H(\text{CO}_2), \quad (5.213)$$

$$E(\tau) \approx \begin{cases} 0,5 - 4,76 \cdot 10^{-2} \tau + 2,67 \cdot 10^{-3} \tau^2, & 0 \leq \tau \leq 10, \\ 0,351 - 6 \cdot 10^{-3} \tau, & 10 < \tau \leq 20, \\ 4,61 \tau^{-1}, & \tau > 20. \end{cases} \quad (5.214)$$

Здесь $A_{10} = 1,2 \text{ с}^{-1}$ — вероятность спонтанного радиационного распада уровня 01⁰ (A_{10}^{-1} — радиационное время жизни); $H(\text{CO}_2)$ — шкала высот CO₂.

Охлаждение за счет излучения NO в полосе 5,3 мкм доминирует согласно расчетам [55—58] для средних широт на высотах примерно от 120 до 170—250 км (см. рис. 5.16), а согласно авроральным ракетным измерениям [619] — выше 100 км; в стратосфере важно также излучение озона 9,6 мкм. Объемная скорость охлаждения (в эрг·см⁻³·с⁻¹) за счет излучения NO 5,3 мкм может быть записана в виде, аналогичном (5.209):

$$L(\text{NO}) = 3,73 \cdot 10^{-13} \left[e^{-2700/T} - \frac{n(\text{NO}(\nu=1))}{n(\text{NO})} \right] n(\text{NO}) k(\text{NO}^*, \text{O}) n(\text{O}), \quad (5.215)$$

где $k(\text{NO}^*, \text{O})$ — коэффициент скорости дезактивации уровня NO $\nu=1$ в столкновениях с атомами O: $k(\text{NO}^*, \text{O}) = 3,6 \cdot 10^{-11} \exp(-2700/T)$ [58].

В верхней термосфере основным радиационным стоком тепла является излучение 63 мкм атомарного кислорода, обусловленное переходами с уровней $^3P_0$ и $^3P_1$ на основной уровень $^3P_2$, объемная скорость охлаждения для которого (в эрг·см⁻³·с⁻¹) дается выражением [314]

$$L(\text{O}) = n(\text{O}) \frac{1,67 \cdot 10^{-18} \exp(-228/T)}{1 + 0,6 \exp(-228/T) + 0,2 \exp(-325/T)}, \quad (5.216)$$

5.15. Вариации параметров и модели нейтральной атмосферы

Все параметры нейтральной атмосферы — температура, плотность, состав, скорости движения — испытывают разнообразные пространственно-временные вариации (помимо высотных): с уровнем солнечной и геомагнитной активности, суточные, полусуточные, сезонно-широтные, полугодовые, годовые, долготные, волновые, иррегулярные. Они связаны, главным образом, с изменениями интенсивности источников нагрева, за которые ответственны: вариации солнечного ионизирующего и диссоциирующего излучения в цикле солнечной активности с 27-дневным периодом вращения Солнца и в связи с особенностями орбиты Земли (в декабре Земля ближе всего находится к Солнцу); суточные и сезонно-широтные вариации зенитного угла Солнца; вариации параметров солнечного ветра и связанные с ними вариации электрических полей и высыпающихся частиц.

Неоднократно предпринимались попытки обобщить результаты наблюдений вариаций атмосферных параметров в виде эмпирических моделей, основанных на аппроксимации статистических данных. Первоначально эмпирические модели строились преимущественно на данных торможения спутников и на немногочисленных ракетных данных [347, 433]. В дальнейшем они непрерывно совершенствовались, обогащаясь дальнейшими рядами спутниковых масс-спектрометрических измерений и измерений на установках некогерентного рассеяния, что привело к появлению боль-

шого количества новых моделей, число которых продолжает расти. Подробное рассмотрение и сравнительный анализ этих моделей можно найти в [89, 134, 281, 313]. Здесь мы лишь кратко остановимся на описании основных типов вариаций атмосферных параметров в модели Яккиа-77 [434], выбранной в качестве примера, как более наглядной по сравнению, например, с наиболее полной моделью MSIS-83 [409].

Отметим, что погрешности современных эмпирических моделей термосферы оцениваются авторами в большинстве случаев примерно в $\pm 50^\circ$ по экзосферной температуре и от 15 до 50 % по концентрациям основных компонент N_2 , O_2 и O на высотах выше 200 км, а между собой данные различных моделей на этих высотах могут различаться примерно на 100 К по температуре и в 2 раза по концентрациям основных компонент. В нижней термосфере и мезосфере погрешности значительно больше, и различия между данными отдельных измерений и моделей могут достигать порядка величины и более для концентраций отдельных компонент, в особенности O , O_2 , NO [131].

Модель Яккиа-77 [434] основана на данных по торможению спутников и масс-спектрометрических измерений на спутниках ОГО-6, ЭСРО-4, Сан-Марко-3. По структуре она близка к ранним моделям Яккиа-65, -70, -71, -73 и является их развитием на основе новых данных.

Высотные профили температуры определяются через значения экзосферной температуры T_∞ для данного места и времени и рассчитываются с помощью выражений

$$T(z) = T_x + \frac{T_x - T_0}{\pi/2} \arctg \left\{ \frac{G_x(z - z_x)}{(T_x - T_0)/(\pi/2)} \left[1 + 1,7 \left(\frac{z - z_x}{z - z_0} \right)^2 \right] \right\},$$

$$z < z_x = 125 \text{ км}, \quad (5.217)$$

$$T(z) = T_x + \frac{T_\infty - T_0}{\pi/2} \arctg \left\{ \frac{G_x(z - z_x)}{(T_\infty - T_0)/(\pi/2)} \left[1 + 5,5 \cdot 10^{-5} (z - z_x)^2 \right] \right\},$$

$$z > z_x; \quad (5.218)$$

$$T_x = T_0 + 110,5 \operatorname{arcsh}[0,0045(T_\infty - T_0)], \quad (5.219)$$

$$G_x = 1,9(T_x - T_0)/(z_x - z_0), \quad T_0 = 188 \text{ К}, \quad z_0 = 90 \text{ км}. \quad (5.220)$$

За высоту турбопаузы принимается уровень $z = 100$ км, однако между 90 и 100 км учитывается изменение средней молекулярной массы за счет фотодиссоциации молекулярного кислорода. В этом интервале высот концентрации отдельных компонент рассчитываются следующим образом. Сначала рассчитывается эмпирический профиль средней молекулярной массы $\bar{M}'$:

$$\bar{M}'(z) = \sum_{n=0}^5 C_n (z - 90)^n, \quad 90 < z < 100 \text{ км}, \quad (5.221)$$

где $C_0 = 28,89122$, $C_1 = -2,83071 \cdot 10^{-2}$, $C_2 = -6,59924 \cdot 10^{-3}$,

$C_3 = -3,39574 \cdot 10^{-4}$, $C_4 = 6,19256 \cdot 10^{-5}$, $C_5 = -1,84796 \cdot 10^{-6}$. Затем рассчитывается профиль ρ' по барометрической формуле

$$\frac{d\rho'}{\rho'} = \frac{d(\bar{M}'/T)}{\bar{M}'/T} - \frac{\bar{M}'g}{RT} dz, \quad (5.222)$$

где $R = 8,31432 \cdot 10^3$ кг·м·(кг-моль) $^{-1}$ ·К $^{-1}$, со значением $\rho'_0 = \rho'(z=z_0) = 3,43 \cdot 10^{-6}$ кг·м $^{-3}$. Далее рассчитывается суммарная концентрация $N' = A\rho'/\bar{M}'$, где A — число Авогадро ($6,02217 \cdot 10^{26}$), и парциальные концентрации

$$n_i = q_{0i}(\bar{M}'/\bar{M}_0)N' \quad (5.223)$$

для N_2 , Ar, He, где q_{0i} и $\bar{M}_0$ — относительное содержание и средняя молекулярная масса на уровне моря: $q_0(N_2) = 0,78110$, $q_0(\text{Ar}) = 9,343 \cdot 10^{-3}$, $q_0(\text{He}) = 5,242 \cdot 10^{-6}$, $\bar{M}_0 = 28,960$.

Для O и O $_2$ сначала рассчитываются

$$n'(O) = 2N'(1 - \bar{M}'/\bar{M}_0), \quad (5.224)$$

$$n'(O_2) = N'(\bar{M}'/\bar{M}_0)[1 + q_0(O_2)]^{-1}, \quad q_0(O_2) = 0,20955, \quad (5.225)$$

а затем к ним добавляются поправки, учитывающие образование атомарного кислорода выше турбопаузы:

$$\lg n(O) = \lg n'(O) - 0,24 \exp[-0,009(z - 97,7)^2], \quad (5.226)$$

$$\lg n(O_2) = \lg n'(O_2) - 0,07\{1 + \text{th}[0,18(z - 111)]\}. \quad (5.227)$$

На высотах выше турбопаузы ($z > 100$ км) концентрации рассчитываются путем интегрирования выражения для диффузионного потока:

$$-\frac{dn_i}{n_i} + \frac{dT}{T}(1 + \alpha_i) + \frac{dz}{H_i} + \frac{\Phi_i}{D} \frac{dz}{n_i} = 0, \quad (5.228)$$

где α_i — коэффициент термодиффузии, равный $-0,38$ для He и $-0,25$ для H; H_i — шкала высот i -й компоненты; Φ_i — вертикальный поток, отличный от нуля только для водорода; D — коэффициент диффузии (в м ^{2} ·с $^{-1}$), который берется в виде

$$D = 2,0 \cdot 10^{-20} \sqrt{T/N}, \quad (5.229)$$

где T — в К, а N — в м $^{-3}$. Концентрация водорода рассчитывается с высоты 500 км, на которой

$$\lg n(\text{H}) = 5,94 + 28,9T_\infty^{-1/4}, \quad (5.230)$$

$$\lg \Phi(\text{H}) = 6,90 + 28,9T_\infty^{-1/4}. \quad (5.231)$$

Вариации параметров нейтральной атмосферы в зависимости от гелио- и геофизических условий определяются через вариации T_∞ и с помощью специально рассчитываемых поправок к концентрациям отдельных компонент (помимо тех, которые проистекают от вариации T_∞).

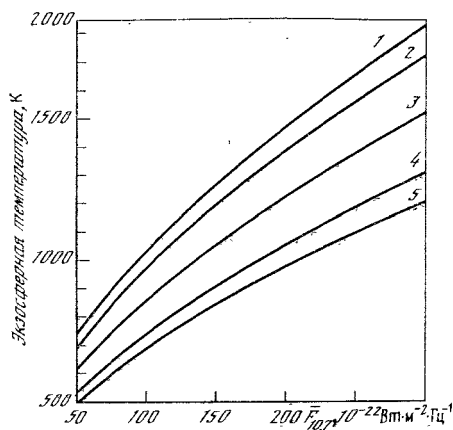


Рис. 5.17. Зависимости максимальных (1, 2), среднего (3) и минимальных (4, 5) в глобальном распределении значений экзосферной температуры от солнечной активности [434]

1 — лето, 2, 4 — равноденствие, 5 — зима

Зависимость температуры от солнечной активности определяется следующим выражением:

$$T_{1/2} = 5,48 \bar{F}_{10,7}^{0,8} + 101,8 \bar{F}_{10,7}^{0,4} \quad (5.232)$$

Здесь $T_{1/2}$ — арифметическое среднее от максимального и минимального значений T_{∞} в ее глобальном распределении при спокойных геомагнитных условиях ($K_p = 0$); $F_{10,7}$ — поток солнечного радиоизлучения на длине волны 10,7 см в единицах $10^{-22} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$; $\bar{F}_{10,7}$ — средневзвешенное значение $F_{10,7}$ за шесть оборотов солнца:

$$\bar{F}_{10,7} = \sum_t w F_{10,7} / \sum_t w, \quad w = \exp \left(-\frac{t - t_0}{\tau} \right), \quad (5.233)$$

где t — время; t_0 — момент, для которого требуется рассчитать $\bar{F}_{10,7}$; $\tau = 81$ день. Поскольку реакция T_{∞} на изменение $F_{10,7}$ не мгновенная, то значение $F_{10,7}$ берется в момент $t_0 - \Delta t$, где задержка Δt (в сут) равна

$$\Delta t = 1,26 + 0,37 \sin(H - 92^\circ), \quad (5.234)$$

$H = \Omega t$ — часовой угол Солнца, отсчитываемый от местного полудня. Зависимость экзосферной температуры от солнечной активности иллюстрируется на рис. 5.17.

Суточная вариация T_{∞} рассчитывается с использованием предварительно полученного из (5.232) значения $T_{1/2}$:

$$T_{\infty} = T_{1/2} \{1 + C_1 (\delta/\varepsilon) \sin \varphi + C_2 \cos \varphi [f(H) - 1/2]\}, \quad (5.235)$$

где δ — склонение Солнца; ε — наклон эклиптики ($23, 44^\circ$); φ — географическая широта; $f(H)$ определяет форму суточной кривой T_{∞} :

$$f(H) = \cos^3 1/2(H + \beta) + C_3 \cos [3(H + \beta) + \chi]; \quad (5.236)$$

$$C_1 = 0,15; \quad C_2 = 0,24; \quad C_3 = 0,08; \quad \beta = -60^\circ; \quad \chi = -75^\circ.$$

Минимум T_{∞} в этом случае имеет место в 5,4 ч местного солнечного времени (LST), а максимум — в 16,8 ч LST в соответствии с измерениями некогерентного рассеяния, в то время как максимум плотности по данным торможения спутников приходится

на 14 ч LST, причем фазы суточных вариаций отдельных компонент различаются и зависят от высоты. Чтобы учесть фазовые различия в суточных вариациях концентраций отдельных компонент, в модели при расчете концентраций (исключая водород) используется не истинная экзосферная температура из (5.235), а псевдотемпература, которая получается, если в (5.235) вместо $f(H)$ взять

$$f_i(H) = \cos^n \frac{1}{2}(H + \beta_i) + 0,08 \cos[3(H + \beta_i) - 75^\circ], \quad (5.237)$$

где

$$\beta_i = \beta_0 + \beta_1(\bar{M}/M_i - 1), \quad (5.238)$$

$$\beta_0 = -35^\circ, \quad \beta_1 = 27^\circ, \quad n = 2 + \cos^2(\varphi^2/90^\circ).$$

Сезонно-широтные вариации температуры учтены в (5.235) через зависимость от δ и φ и иллюстрируются на рис. 5.7, 5.8. Однако удовлетворительно воспроизвести сезонно-широтные вариации состава нейтральной атмосферы только за счет температурных вариаций не удастся, поэтому вводятся отдельные поправки к концентрациям O и He, не зависящие от высоты:

$$\Delta_{SL} \lg n_i = c_i(\delta/\varepsilon) \sin \varphi, \quad (5.239)$$

$$c(O) = -0,16; \quad c(He) = -0,79.$$

В результате $n(O)$ и $n(He)$ максимальны зимой и минимальны летом в противоположность температурным вариациям. Для мезосферы вводятся сезонно-широтная поправка только к плотности:

$$\Delta_{SL} \lg \rho = \frac{\varphi}{|\varphi|} S P \sin^2 \varphi, \quad (5.240)$$

где $S = 0,014(z - 91) \exp[-0,0013(z - 91)^2]$; $P = \sin(2\pi\Phi + 1,72)$; $\Phi = d/365$; d — номер дня от начала года; z — в км.

Полугодовая вариация с максимумами в апреле и октябре и минимумами в январе и июле вводится в виде поправки к плотности:

$$\Delta_{SA} \lg \rho = f_1(z)g_1(t) + f_2(z)g_2(t),$$

$$f_1(z) = 0,03 \operatorname{th}(0,6z/100),$$

$$f_2(z) = [0,017(z/100)^2 + 0,015] \exp(-0,25z/100),$$

$$g_1(t) = \cos[2\pi(\Phi - 0,047)],$$

$$g_2(t) = \cos[4\pi(\Phi - 0,296)]. \quad (5.241)$$

Вариации с геомагнитной активностью. Как и в случае сезонно-широтных вариаций, локальные изменения T_∞ с изменением K_p -индекса геомагнитной активности (см. рис. 5.8) не обеспечивают наблюдаемых во время геомагнитных возмущений изменений состава нейтральной атмосферы, что связано с перестройкой глобальной циркуляции в периоды геомагнитных бурь (см. разд. 5.10). Поэтому в модели Якии-77 вариации концентраций отдельных компонент с геомагнитной активностью составляются из трех членов:

$$\Delta_G \lg n_i = \Delta_T \lg n_i + \Delta_H \lg n_i + \Delta_e \lg n_i. \quad (5.242)$$

Первый член описывает изменения концентраций, происходящие от повышения температуры $\Delta_G T$; второй—от вводимого эффективного изменения высоты турбопаузы, позволяющего формально описать наблюдаемые вариации состава, а третий описывает так называемую экваториальную волну плотности, связанную со среднemasовым переносом вещества из высоких широт в низкие.

Геомагнитный нагрев, т. е. зависящая от высоты поправка к температуре, аппроксимируется выражением

$$\Delta_G T(z) = \Delta_G T_{\infty} \text{th}[0,006(z - 90)], \quad (5.243)$$

$$\Delta_G T_{\infty} = A \sin^4 \Phi_I, \quad (5.244)$$

$$A = 57,5^\circ K_p' [1 + 0,027 \exp(0,4K_p')], \quad (5.245)$$

где z — в км; Φ_I — исправленная геомагнитная широта; K_p' — значение K_p -индекса геомагнитной активности в момент t — τ ; τ — задержка (в сут), равная

$$\tau = 0,1 + 0,2 \cos^2 \Phi_I. \quad (5.246)$$

Второй член в (5.242) определяется выражением

$$\Delta_H \lg n_i = \alpha_i \Delta z_H, \quad (5.247)$$

где Δz_H — изменение высоты турбопаузы (в км):

$$\Delta z_H = 5,0 \operatorname{arcsch}(0,01 \Delta_G T);$$

$$\alpha(\text{N}_2) = 0, \quad \alpha(\text{O}_2) = 1,03 \cdot 10^{-5}, \quad \alpha(\text{O}) = -4,85 \cdot 10^{-5},$$

$$\alpha(\text{He}) = -6,30 \cdot 10^{-5}, \quad \alpha(\text{Ar}) = 3,07 \cdot 10^{-5}. \quad (5.248)$$

Наконец, последний член в (5.242)

$$\Delta_e \lg n_i = \Delta_e \lg \rho = 5,2 \cdot 10^{-4} A \cos^4 \Phi_I, \quad (5.249)$$

где A дается выражением (5.245).

Входными параметрами модели Яккиа-77, как следует из приведенных выше формул, являются номер дня от начала года d и соответствующие ему значения склонения Солнца (δ), индексов солнечной ($F_{10,7}$) и геомагнитной (K_p) активности, вычисленные с задержкой τ , а также географическая (φ) и исправленная геомагнитная (Φ_I) широта места, для которого проводятся расчеты параметров нейтральной атмосферы.

Продолжающееся накопление экспериментальных данных ведет к построению новых, более полных, но в то же время и более сложных эмпирических моделей нейтральной атмосферы, таких; например, как модель MSIS-83 [409] для высот выше 85 км, основанная на обобщении большого числа ракетных и оптических измерений, масс-спектрометрических данных семи спутников и результатов наблюдений на пяти установках некогерентного рассеяния. Эта модель является развитием моделей MSIS [410, 412] и MSIS-79 [411]. Она представлена в виде рядов по сферическим функциям и учитывает зависимость параметров нейтральной атмосферы от долготы и мирового времени.

Одновременно развитие вычислительных средств и численных методов решения систем нелинейных уравнений в частных производных ведет к созданию трехмерных глобальных теоретических моделей нейтральной атмосферы типа представленных в [122, 357, 387, 540, 553]. Такие модели обладают тем преимуществом, что они позволяют воспроизводить как фоновые вариации, так и возмущения в атмосфере (ВГВ), связанные с действием стационарных высокоширотных источников и в значительной мере сглаживаемые при осреднении в эмпирических моделях. Сильная взаимосвязь динамики нейтральных и заряженных частиц через ион-нейтральное трение требует их совместного описания в рамках единой самосогласованной модели нейтральной и ионизованной компонент верхней атмосферы, создание которой является актуальной задачей физики ионосферы.

ПРОЦЕССЫ В ИОНОСФЕРЕ И ВЫСОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

6.1. Общая характеристика высотного распределения ионосферных параметров

Разделение ионосферы на высотные области $D(h \simeq 50 \div 90 \text{ км})$, $E(h \simeq 90 \div 140 \text{ км})$, $F1(h \simeq 140 \div 200 \text{ км})$ и $F2(h \simeq 200 \div 1000 \text{ км})$ связано с особенностями ионограмм вертикального зондирования ионосферы — существованием отражений от расположенных одна над другой областей с большими вертикальными градиентами электронной концентрации, указывающих на слоистую, приблизительно горизонтально стратифицированную структуру ионосферы. Границы между областями довольно условны и изменчивы. Для дневного времени их можно привязать к впадинам или перегибам на высотном профиле электронной концентрации; в ночные часы, когда очень слабо выражен слой D , практически отсутствует слой $F1$, и впадины между E - и $F1$ - и $F1$ - и $F2$ -областями сливаются в одну, можно говорить лишь о воображаемых границах. Физический смысл такого разделения связан с преобладающими в каждой из названных областей физико-химическими процессами, о которых будет идти речь в данной главе, и находит свое отражение в ионном составе (см. рис. 6.1, 6.2).

Область D — самая нижняя часть ионосферы, образуется под действием наиболее проникающего ионизирующего излучения:

1) интенсивной солнечной линии Лайман- α (L_α , $\lambda = 1216 \text{ Å}$), которая ионизирует малую, но очень важную компоненту нейтральной атмосферы NO , имеющую низкий потенциал ионизации (табл. 6.1); малость концентрации NO компенсируется высокой интенсивностью излучения L_α ;

Таблица 6.1

Потенциалы ионизации и эквивалентные длины волн для атмосферных компонент

Компо- нента	I , эВ	λ_m , Å	Компо- нента	I , эВ	λ_m , Å	Компо- нента	I , эВ	λ_m , Å
NO	9,25	1340	H	13,59	911	N_2	15,58	796
$\text{O}_2(^1\Delta_g)$	11,09	1118	O	13,61	910	Ar	15,75	787
O_2	12,06	1028	CO_2	13,79	899	Ne	21,56	575
H_2O	12,60	985	N	14,54	852	He	24,58	504
O_3	12,80	969	H_2	15,41	804			

2) жесткого рентгеновского ($\lambda < 10 \text{ \AA}$) излучения Солнца и галактических космических лучей, а также высокоэнергичных солнечных и высыпającychся из магнитосферы частиц, ионизирующих главные молекулярные компоненты O_2 и N_2 ;

3) ультрафиолетового излучения Солнца в интервале $1028 < \lambda < 1118 \text{ \AA}$, способного ионизировать возбужденные молекулы кислорода в состоянии $O_2(^1\Delta_g)$.

Область D характеризуется наиболее сложным ионным составом: наличием ионов-связок (кластеров) типа $H^+(H_2O)_n$, $NO^+ \cdot (H_2O)_n$, $NO^+(CO_2)$ и др. (см. рис. 6.2, а), преобладающих на высотах $h \sim 70 \div 85 \text{ км}$, и отрицательных ионов (см. рис. 6.2, б), концентрация которых ниже примерно 75 км превышает концентрацию электронов.

Содержание электронов в области D существенно влияет на поглощение коротких и распространение сверхдлинных радиоволн. В области D сильнее всего проявляется влияние солнечных вспышек на электронную концентрацию — она возрастает на порядок величины и более.

Область E образуется под действием солнечного ультрафиолетового излучения в диапазоне длин волн $800 < \lambda \leq 1028 \text{ \AA}$ (особенно важны линии $1026 \text{ \AA}$ (L_β) и $977 \text{ \AA}$ (СIII), ионизирующие O_2) и мягкого рентгеновского излучения $10 < \lambda < 100 \text{ \AA}$. Основ-

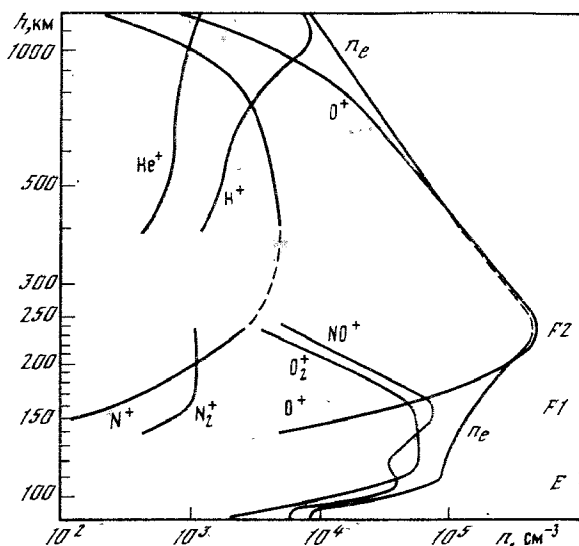


Рис. 6.1. Высотные профили концентраций электронов и различных сортов ионов в E -, $F1$ - и $F2$ -областях дневной среднеширотной ионосферы при низкой солнечной активности [441]

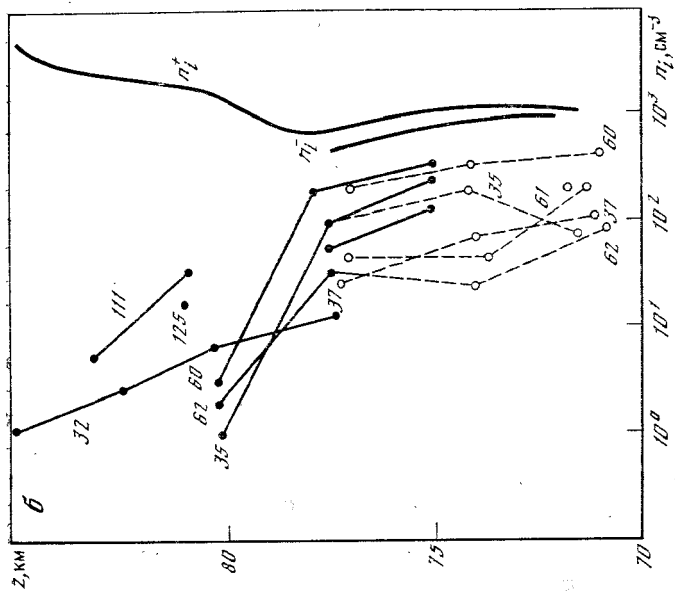
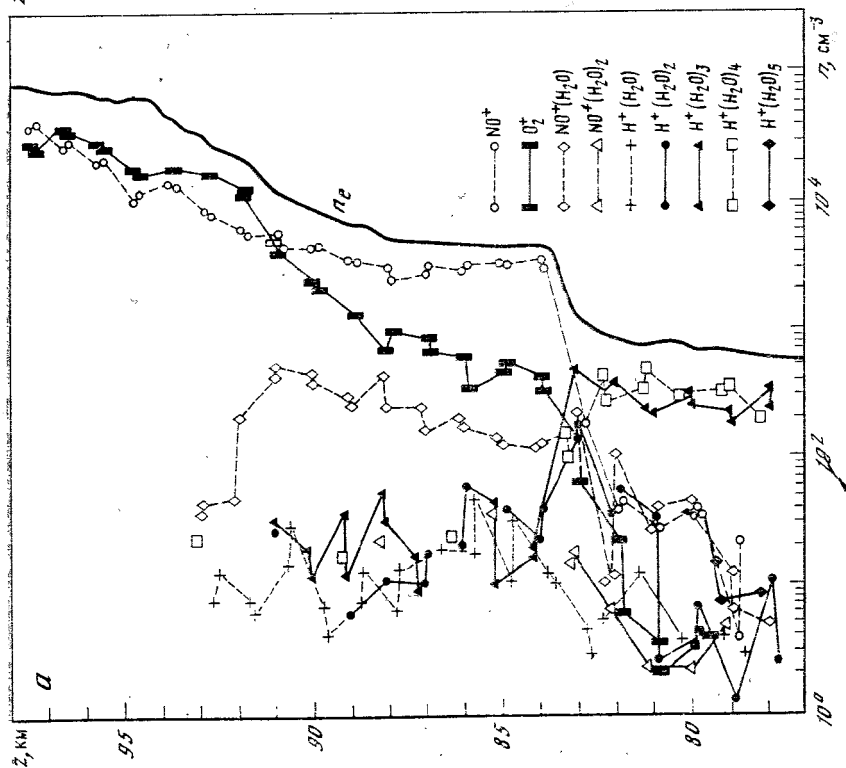


Рис. 6.2. Ионный состав в D-области

a — положительные ионы [453]; б — отрицательные ионы (цифры у линий — молекулярная масса иона) [302]

ные ионизируемые компоненты — O_2 и N_2 , а основные ионы — O_2^+ и NO^+ , последние образуются из O_2^+ и N_2^+ в ионно-молекулярных реакциях. Главный механизм исчезновения заряженных частиц — диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов с электронами. В дневное время поведение E -области весьма регулярно, четко контролируется зенитным углом Солнца и удовлетворительно описывается в рамках фотохимического приближения, т. е. на основе баланса образования и потерь молекулярных ионов без учета их переноса. В сумеречное и ночное время поведение E -области существенно усложняется. Важную роль играют ночные источники ионизации: рассеянное геокороной солнечное излучение в линиях водорода L_α (1216 Å) и L_β (1026 Å), гелия (584 Å) и иона гелия (304 Å); ионизация NO линией L_α в сумерках; ионизация высыхающими частицами.

На высотах E -области часто появляются нерегулярные узкие (толщиной по высоте от 5 до 1 км и меньше) слои, в которых концентрация электронов может быть повышена на порядок и более по сравнению с фоновой, так называемые E -спорадические (E_s) слои. Формирование этих слоев в средних широтах осуществляется посредством сгонки (конвергенции вертикального потока) долгоживущих металлических ионов метеорного происхождения (рис. 6.3), поэтому для E -области важны процессы переноса ионов под действием приливных движений и внутренних гравитационных волн, а также электрических полей. В E -области, по своим электрическим свойствам называемой также динамо-областью (см. п. 1.2.6), сосредоточены горизонтальные электрические токи, ответственные за ряд вариаций геомагнитного поля. В высоких широтах посредством этих токов закорачиваются через ионосферу магнитосферные электрические поля, тем самым определяется важная роль E -области в ионосферно-магнитосферном взаимодействии.

Область $F1$ образуется под действием главным образом солнечного ультрафиолетового излучения в диапазоне длин волн $100 < \lambda < 900$ Å. Основные ионизируемые компоненты — N_2 и O , в меньшей степени — O_2 , а преобладающие ионы, появляющиеся в конечном итоге в результате ионно-молекулярных реакций — NO^+ и O_2^+ , т. е. те же, что и в E -области. По характеру протекающих физико-химических процессов области $F1$ и E весьма сходны, и их часто рассматривают как единую область в интервале высот 90—180 км, в которой фотохимические процессы преобладают над процессами переноса, по крайней мере в дневное время. На высотах области $F1$ начинают заметно различаться температуры электронного и нейтрального газов, обычно совпадающие в E -области. Это требует рассмотрения теплового баланса электронов, сравнительно несложного на этих высотах вследствие пренебрежимости электронной теплопроводностью и нелокальным нагревом фотоэлектронами. Собственно слой $F1$ выявляется на высот-

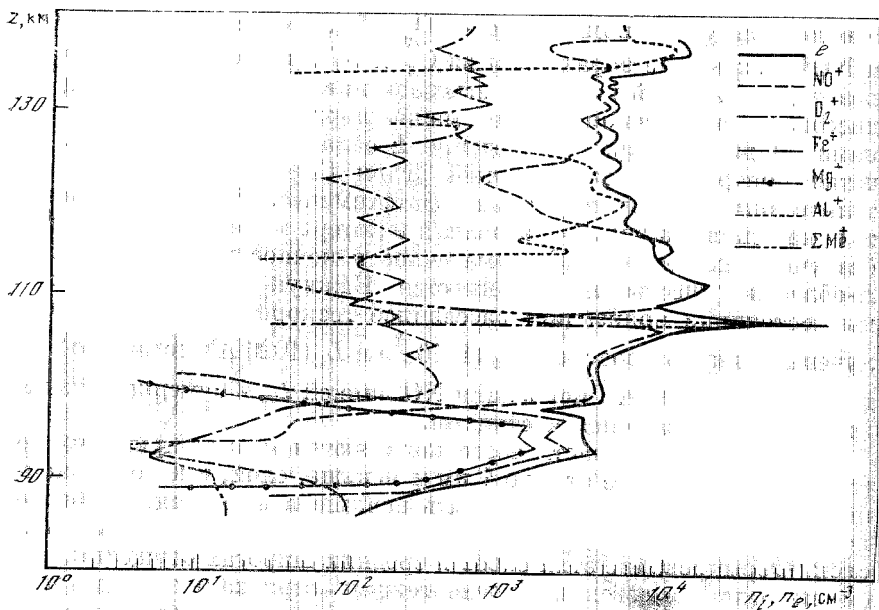


Рис. 6.3. Высотные профили концентрации металлических ионов в E -области по измерениям [524]

ном профиле электронной концентрации лишь в дневное время в виде выступа или перегиба (далеко не всегда отчетливо выраженного), еще реже — локального максимума; ночью интервал высот между максимумами слоев E и $F2$ имеет характер впадины («долины») с неоднородной вертикальной структурой.

Область $F2$ — область главного максимума в высотном распределении электронной концентрации. Она определяет характер распространения коротких (декаметровых) радиоволн, и прежде всего максимальную применимую частоту (МПЧ). Это наиболее простая в фотохимическом и наиболее сложная в динамическом (и термодинамическом) отношении область ионосферы. Образуется под действием того же излучения, что и область $F1$: $100 < \lambda < 900$ Å; ионизируемая компонента — атомарный кислород, преобладающий ион — O^+ . Прямая рекомбинация ионов O^+ идет очень медленно, поэтому основным механизмом их исчезновения является двухступенчатый процесс: сначала переработка ионов O^+ в молекулярные ионы посредством ионно-молекулярных реакций с O_2 и N_2 , а затем — быстрая диссоциативная рекомбинация образовавшихся молекулярных ионов. В результате скорость потерь электронов в $F2$ -области прямо пропорциональна их концентрации, а не ее квадрату, как в E - и $F1$ -областях (линейный, а не квадратичный закон потерь).

Времена жизни ионов O^+ на высотах больше 200 км сравнимы, а выше $h_m F2$ превосходят характерные времена переноса, прежде

всего амбиполярной диффузии, которая, собственно, и формирует максимум слоя $F2$, сбрасывая избыток заряженных частиц вниз в область, где велики потери ионов O^+ . Выше 200 км и ионы, и электроны замagnetичены, так что диффузия осуществляется только вдоль магнитного поля; по этой же причине при столкновениях с нейтральными частицами, движущимися горизонтально, ионы O^+ приобретают импульс вдоль магнитного поля, т. е. перемещаются и по вертикали. Это ведет к большому влиянию горизонтальных движений нейтрального газа на вертикальное распределение заряженных частиц в $F2$ -области.

Еще одним следствием замagnetиченности ионов в $F2$ -области являются дрейфы плазмы поперек магнитного и электрического полей, чрезвычайно важные в высоких и низких широтах. С ними связаны такие неоднородности глобального распределения плазмы на высотах $F2$ -области, как главный ионосферный провал и экваториальная аномалия. На поведение $F2$ -области существенное влияние оказывает обмен плазмой и теплом с вышележащими областями — протоносферой. Температуры ионов, электронов и нейтральных частиц в $F2$ -области заметно различаются, в тепловом балансе электронов важную роль играют теплопроводность и нелокальный нагрев электронного газа фотоэлектронами.

Протоносфера — область выше ~ 1000 км, где доминируют ионы H^+ и присутствуют в заметных количествах ионы He^+ . За основание протоносферы обычно принимают высоту перехода от ионов O^+ к ионам H^+ . Она проявляется на высотном профиле электронной концентрации $n_e(z)$ в виде излома, выше которого n_e начинает падать с высотой значительно медленнее, чем в $F2$ -области. Основным каналом образования ионов является не фотоионизация водорода, идущая очень медленно, а реакция зарядообмена атомов водорода с ионами O^+ . Образовавшиеся протоны днем диффундируют вверх и заполняют силовые трубки геомагнитного поля. Таким образом, в области замкнутых геомагнитных силовых линий протоносфера представляет собой резервуар плазмы, наполняемый днем и опорожняемый ночью.

Потоки плазмы из протоносферы в ионосферу в значительной степени обеспечивают поддержание высоких значений электронной концентрации в ночной $F2$ -области. Одновременно замкнутые силовые трубки являются и резервуаром тепла электронного газа, поставляемого в дневное время убегающими фотоэлектронами и возвращаемого в ионосферу посредством теплопроводности. Через протоносферу по силовым линиям магнитного поля осуществляется связь между магнитно-сопряженными областями ионосферы Северного и Южного полушарий, а также между горячими частицами магнитосферного кольцевого тока и холодной ионосферной плазмой.

Силовые трубки, пересекающие поверхность Земли на геомагнитных широтах $\Phi \leq 60^\circ$ (вершины которых отстоят менее чем на $4R_E$ от центра Земли), обычно заполнены холодной плазмой до некоторого квазистационарного уровня. Эта часть протоносферы

ры именуется *плазмосферой*. За ее границей, ориентированной по геомагнитному полю и называемой *плазмопаузой*, концентрация холодных частиц в протоносфере резко падает из-за выноса плазмы электромагнитными дрейфами и медленности наполнения силовых трубок вследствие их больших объемов. В полярной шапке на разомкнутых силовых линиях геомагнитного поля имеет место сверхзвуковое истечение ионов H^+ в вакуум — *полярный ветер*.

6.2. Фотохимические процессы в ионосфере

6.2.1. Процессы ионизации

Фотоионизация. Фотоионизация нейтральных компонент атмосферы крайним ультрафиолетовым и рентгеновским излучением Солнца является первопричиной существования ионосферы. В табл. 6.1 приведены потенциалы ионизации и соответствующие длины волн для ряда атмосферных составляющих, откуда следует, что для земной атмосферы ионизирующим является излучение с $\lambda \leq 1340 \text{ \AA}$, а для основных компонент (O_2 , N_2 , O) — с $\lambda \leq 1028 \text{ \AA}$. Наиболее существенными для ионосферы процессами фотоионизации являются следующие:



В D -области важны

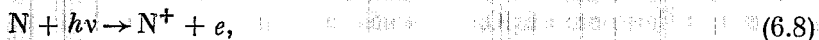


Возможна также диссоциативная ионизация



вклад которой в результирующую скорость фотоионизации невелик ($q(6.6) \simeq 0,02q(6.1)$; $q(6.7) \simeq 0,15q(6.2)$ [558a], где $q(6.6)$ — скорость фотоионизации в процессе (6.6)).

Менее важны, но заметны процессы



Скорость фотоионизации n -й компоненты нейтрального газа $q_n(z)$, т. е. число актов фотоионизации в единице объема за единицу

Таблица 6.2

Сечения поглощения и фотоионизации * (в 10^{-18} см²) для основных атмосферных компонент (по данным [613] для $1 \leq \lambda \leq 62 \text{ \AA}$ и [617] для $50 \leq \lambda \leq 1050 \text{ \AA}$)

$\lambda, \text{ \AA}$	$\sigma(\text{O})$	$\sigma(\text{N}_2)$	$\sigma(\text{O}_2)$	$\lambda, \text{ \AA}$	$\sigma(\text{O})$	$\sigma(\text{N}_2)$	$\sigma(\text{O}_2)$
1-3	0,001	0,0015	0,0020	465,22	11,25	21,80	20,40
3-5	0,006	0,0065	0,0120	450-500	11,64	21,85	21,59
5-10	0,037	0,045	0,075	500-550	11,91	24,53	24,06
10-15	0,135	0,15	0,27	554,37	12,13	24,69	25,59
15-22,8	0,35	0,36	0,70	584,33	12,17	23,20	22,0
22,8-31	0,045	1,00	0,09	550-600	11,90	22,38	25,04
31-41	0,10	0,07	0,20	609,76	12,23	23,10	26,10
41-62	0,22	0,18	0,44	629,73	12,22	23,20	25,80
50-100	1,06	0,60	1,18	600-650	12,21	23,22	26,02(25,94)
100-150	3,53	2,32	3,61	650-700	10,04	29,75(25,06)	26,27(22,05)
150-200	5,96	5,40	7,27	703,31	11,35	26,30(23,00)	25,00(23,00)
200-250	7,55	8,15	10,50	700-750	8,00	30,94(23,20)	29,05(23,81)
256,3	8,43	9,65	12,80	765,15	4,18	35,46(23,77)	21,98(8,59)
284,15	9,26	10,60	14,80	770,41	4,18	26,88(18,39)	25,18(9,69)
250-300	8,78	10,08	13,65	789,36	4,28	19,26(10,18)	26,66(11,05)
303,31	9,70	11,58	15,98	750-800	4,23	30,71(16,75)	27,09(9,39)
303,78	9,72	11,6	16,00	800-850	4,38	15,05	20,87(6,12)
300-350	10,03	14,6	17,19	850-900	4,18	46,63	9,85(4,69)
368,07	10,84	18,00	18,40	900-950	2,12	16,99	15,54(9,34)
350-400	10,70	17,51	18,17	977,62		0,70	4,00(2,50)
400-450	11,21	21,07	19,39	950-1000		36,16	16,53(12,22)
				1025,72			1,6(1)
				1031,9			1(0,0)
				1000-1050	2		1,1(0,27)

* Приведены в скобках, когда они отличаются от сечений поглощения.

времени (и соответственно число образовавшихся электрон-ионных пар) определяется выражением, аналогичным (5.19):

$$q_n(z) = n_n(z) \sum_{\lambda < \lambda_m} I_\lambda(z) \sigma_{n\lambda} = n_n j_n, \quad (6.11)$$

где n_n — концентрация газовой компоненты сорта n ; $I_\lambda(z)$ — поток фотонов с длиной волны λ на высоте z ; $\sigma_{n\lambda}$ — сечение фотоионизации газовой компоненты сорта n излучением с длиной волны λ ; j_n — коэффициент фотоионизации. Для $I_\lambda(z)$ имеем, как и в случае диссоциирующего излучения:

$$I_\lambda(z) = I_\lambda^\infty \exp(-\tau_\lambda) = I_\lambda^\infty \exp\left(-\sec \chi \sum_n \sigma_{n\lambda}^\alpha \int_z^\infty n_n dz\right), \quad (6.12)$$

где τ_λ — оптическая толщина для излучения с длиной волны λ ; $\sigma_{n\lambda}^\alpha$ — сечение поглощения фотона с длиной волны λ газовой компонентой сорта n ; χ — зенитный угол Солнца. При $\chi > 80^\circ$ функцию $\sec \chi$ следует заменить на функцию Чемпена $\text{Ch}(\chi)$ (см. выражение (5.26)).

Таблица 6.3

Сечения фотоионизации атомов азота и гелия
(в 10^{-18} см^2) [312]

λ	$\sigma(\text{N})$	$\sigma(\text{He})$	λ	$\sigma(\text{N})$	$\sigma(\text{He})$
10	0,041	0,00033	250	4	2,0
15	0,12	0,0011	300	6	2,9
20	0,26	0,0026	350	7	4,3
25	0,45	0,005	367	8	
31	0,70		400	8	5,3
35	0,048		450		6,2
40	0,067		500	11	8,2
50	0,12	0,038	600	11	
60	0,19		610	12	
80	0,38		700	11	
100	0,67	0,2	800	10	
150	2	0,6	850	10	
200	3	1,2			

Сечения фотопоглощения и фотоионизации главных нейтральных компонент O, N₂ и O₂ представлены в табл. 6.2, а для N и He в табл. 6.3. Для атомарных компонент сечения фотоионизации равны сечениям фотопоглощения, а для молекулярных они различаются при длинах волн, близких к λ_m . Сечения фотопоглощения и фотоионизации окиси азота для линии L_α (1216 Å) могут быть взяты равными $2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [500]. Сечения фотоионизации молекул O₂ (Δ_g) в интервале $1028 < \lambda < 1118 \text{ Å}$ составляют $\sim (3-6) \times 10^{-18} \text{ см}^2$ [344, 429]. Для атомарного водорода сечения фотоионизации может быть рассчитано по формуле [24]

$$\sigma_\lambda(\text{H}) = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{m_e e^{10}}{c^4 h^6} \lambda^3 g(\lambda) = 1,587 \cdot 10^{-26} \lambda^3 g(\lambda), \quad (6.13)$$

где e — заряд электрона; h — постоянная Планка;

$$g(\lambda) = 8\pi \sqrt{3} \frac{\lambda}{\lambda_m} \frac{\exp(-4\pi \operatorname{arctg} \kappa)}{1 - \exp(-2\pi \kappa)}; \quad (6.14)$$

$$\kappa = \sqrt{\lambda/(\lambda_m - \lambda)};$$

λ — в Å; $\lambda_m = 911 \text{ Å}$ — длина волны, соответствующая потенциалу ионизации атомарного водорода.

Образовавшиеся при фотоионизации ионы могут оказаться в возбужденном состоянии. Скорость образования ионов в каждом из таких состояний может быть рассчитана аналогично (6.11), где вместо полного сечения фотоионизации $\sigma_{n\lambda}$ нужно взять парциальное сечение $(\sigma_{n\lambda})_\alpha$, соответствующее состоянию α :

$$(\sigma_{n\lambda})_\alpha = \sigma_{n\lambda} P_\alpha(\lambda), \quad (6.15)$$

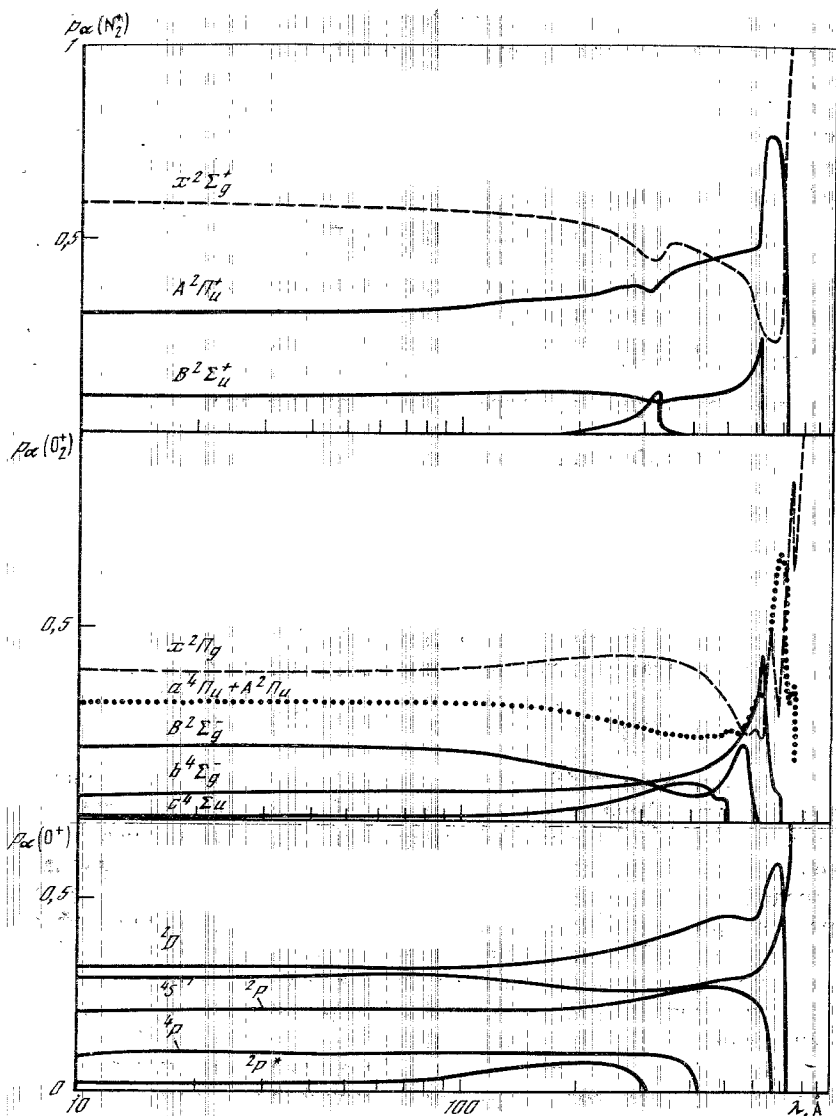


Рис. 6.4. Вероятности возбуждения различных состояний ионов N_2^+ , O_2^+ [588] и O^+ [617] при фотоионизации в зависимости от длины волны

где $p_\alpha(\lambda)$ — вероятность возбуждения α -го состояния при фотоионизации. Зависимости p_α от длины волны для ионов N_2^+ , O_2^+ и O^+ в различных возбужденных состояниях по данным работ [588, 617] показаны на рис. 6.4.

Выражения (6.11) и (6.12) для скорости фотоионизации и потока ионизирующего излучения на высоте z аналогичны выражениям

(5.19) и (5.29) для скорости фотодиссоциации и потока диссоциирующего излучения, проанализированным в разд. 5.4, и мы можем воспользоваться здесь результатами этого анализа. В частности, для простейшего случая ионизации однокомпонентной изотермической атмосферы с концентрацией частиц $n = n_0 e^{-z/H}$ монохроматичным излучением с длиной волны λ будем иметь (простой слой Чепмена)

$$q = I_\lambda^\infty \sigma_\lambda n_0 \exp(-z/H - \sec \chi \sigma_\lambda^\alpha n_0 H e^{-z/H}). \quad (6.16)$$

Зависимость $q(z)$ имеет максимум на высоте z_m , где оптическая толщина $\tau = 1$, т. е. где

$$\sec \chi \sigma_\lambda^\alpha n_0 H = 1. \quad (6.17)$$

Высота максимума z_m определяется выражением

$$z_m = H \ln(\sigma_\lambda^\alpha n_0 H \sec \chi), \quad (6.18)$$

а максимальная скорость ионообразования будет

$$q_m = \frac{\sigma_\lambda}{\sigma_\lambda^\alpha} \frac{I_\lambda^\infty}{eH} \cos \chi \quad (6.19)$$

(e — основание натурального логарифма), и выражение (6.16) можно переписать с использованием параметров q_m и z_m :

$$q(z) = q_m \exp \left[1 - \frac{z - z_m}{H} - \exp \left(- \frac{z - z_m}{H} \right) \right]. \quad (6.20)$$

Как видно из (6.18), (6.19), чем больше сечение поглощения, плотнее атмосфера и больше зенитный угол Солнца, тем выше (т. е. на больших высотах) формируется максимум скорости фотоионизации, тогда как максимальная скорость ионообразования определяется интенсивностью ионизирующего излучения и уменьшается с ростом зенитного угла по закону $\cos \chi$. Для реальной многокомпонентной неизоатермической атмосферы, облучаемой немонахроматическим излучением Солнца, расчеты результирующей скорости фотоионизации должны вестись путем суммирования выражений (6.14) по сортам частиц.

Оже-эффект. Из табл. 6.2 и 6.3 можно видеть, что при очень коротких длинах волн нарушается монотонный характер уменьшения σ с уменьшением длины волны: для каждой атмосферной компоненты, исключая Н и Не, имеется некая длина волны λ_K (31 Å для N_2 , 23 Å для O_2 и О), на которой σ скачком возрастает примерно на порядок величины, а с дальнейшим уменьшением длины волны σ снова монотонно уменьшается. Такой ход зависимости σ от λ обусловлен тем, что, когда энергия фотона с длиной волны λ_K достаточна, чтобы вырвать электрон из внутренней оболочки (K -оболочки) атома или молекулы, вероятность этого процесса значительно выше, чем вероятность ионизации внешней оболочки. Образовавшаяся вакансия в K -оболочке заполняется

электроном с внешней оболочки. При этом переходе высвобождается энергия, что приводит к вылету еще одного электрона (*электрона Оже*) с энергией $E \sim 300 \div 500$ эВ из внешней оболочки ионизированного атома или молекулы, т. е. к образованию двухзарядного иона.

Энергия перехода электрона с внешней оболочки в K -вакансию может быть унесена также посредством излучения рентгеновского кванта (рентгеновская флюоресценция), но вероятность этого процесса для основных атмосферных газов составляет менее 1 %, тогда как вероятность безызлучательного оже-перехода составляет около 99 %. Этот процесс важен при фотоионизации земной атмосферы рентгеновским излучением, резко усиливающимся в периоды солнечных вспышек [3].

Вторичная ионизация. Те из образовавшихся при фотоионизации фотоэлектронов, которые имеют энергию, превышающую потенциал ионизации, а также электроны Оже могут ионизировать окружающие нейтральные частицы при столкновениях с ними. Этот процесс называется вторичной ионизацией. Скорость вторичной ионизации нейтральной компоненты сорта n определяется выражением

$$\Delta q_n = 4\pi n_n \int_{I_n}^{\infty} \sigma_n^{ie}(E) \Phi(E) dE, \quad (6.21)$$

где $\sigma_n^{ie}(E)$ — сечение ионизации компоненты сорта n электронным ударом; I_n — потенциал ионизации; $\Phi(E)$ — энергетический спектр электронов, вызывающих вторичную ионизацию (фотоэлектронов и электронов Оже), т. е. поток электронов с энергиями в интервале $E, E + dE$, отнесенный к единичным интервалам телесного угла и энергии. Множитель 4π в (6.21) соответствует изотропному угловому распределению вылетающих фотоэлектронов [132]. Вторичные электроны достаточных энергий также могут ионизировать нейтральные частицы, создавая третичные электроны, и т. д.

Для приближенной оценки скорости вторичной ионизации используют следующее выражение, аналогичное по форме (6.11):

$$\Delta q_n = n_n \sum_{\lambda=\lambda_m} I_{\lambda} \sigma_{n\lambda}^{\text{эф}}, \quad (6.22)$$

где $\sigma_{n\lambda}^{\text{эф}}$ — некоторое эффективное сечение, посредством которого учитывается вторичная ионизация. В [132] $\sigma_{n\lambda}^{\text{эф}}$ вводится следующим образом. Если принять, что средняя энергия фотоэлектрона равна $h\nu - \bar{I}$, где $\bar{I}$ — средний потенциал ионизации (~ 16 эВ), а средняя энергия, затрачиваемая на образование одной электрон-ионной пары $\bar{E} \simeq 2\bar{I}$, то тогда количество вторичных электронов, приходящихся на один акт фотоионизации, будет

$$\Delta q_{n\lambda}/q_{n\lambda} \simeq (h\nu - \bar{I})/\bar{E} \simeq (h\nu - \bar{E}/2)/\bar{E}. \quad (6.23)$$

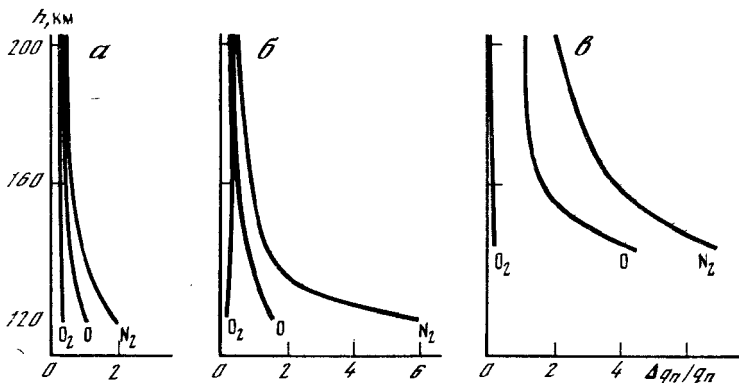


Рис. 6.5. Изменение отношения скоростей ионообразования при вторичной ионизации и при фотоионизации с высотой для $\chi = 0$ (а), 60 (б) и 90° (в) [132]

Поскольку $\Delta q_{n\lambda}/q_{n\lambda} = \sigma_{n\lambda}^{\text{эф}}/\sigma_{n\lambda}$, то

$$\sigma_{n\lambda}^{\text{эф}} = (h\lambda/\bar{E} - 1/2) \sigma_{n\lambda}. \quad (6.24)$$

Относительный вклад вторичной ионизации по сравнению с первичной (фотоионизацией) возрастает с уменьшением длины волны, поскольку возрастает избыток энергии, уносимый фотоэлектроном, и соответственно увеличивается с уменьшением высоты и увеличением зенитного угла Солнца, поскольку при этом возрастает роль энергичных фотонов, менее поглощаемых вышележащей атмосферой. Последнее относится к атмосферным компонентам О и N_2 , но не к O_2 (рис. 6.5), поскольку в фотоионизации O_2 на высотах E -области главную роль играют фотоны с энергиями $13,6 > h\nu > 12,1$ эВ, слабо поглощаемые вышележащей атмосферой, состоящей из О и N_2 . Вклад оже-электронов во вторичную ионизацию при спокойных условиях составляет более 25 % на высоте 125 км при $\chi = 30^\circ$ [4] и возрастает с увеличением

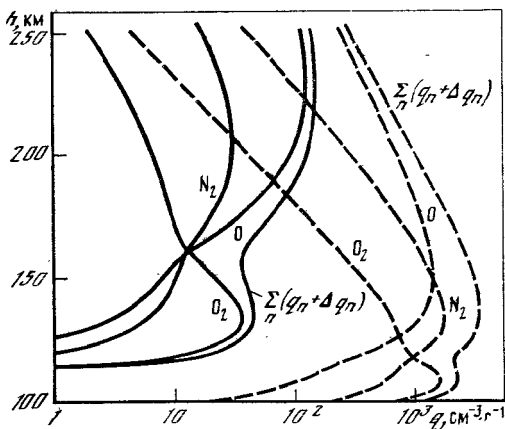


Рис. 6.6. Высотные профили скоростей ионизации (фотоионизации и вторичной ионизации) основных атмосферных компонент, рассчитанные с использованием модели нейтральной атмосферы [348] для среднеширотных равноденственных условий в минимуме солнечной активности

Сплошные кривые $\chi = 90,1^\circ$, штриховые — $\chi = 35,5^\circ$

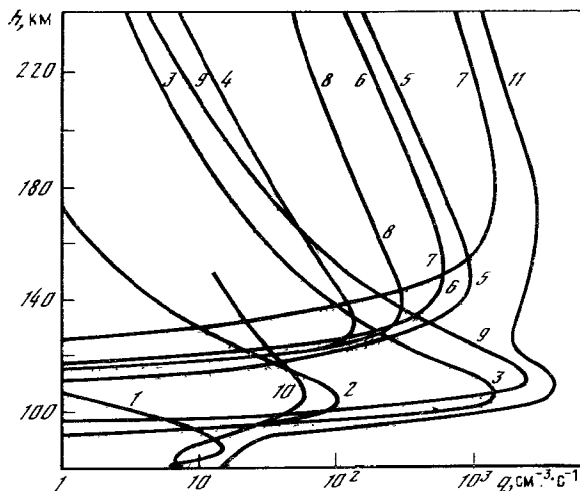


Рис. 6.7. Высотные профили скоростей ионизации смеси атмосферных газов различными спектральными участками $\Delta\lambda$ солнечного излучения при $\chi = 32^\circ$ [159]

$\Delta\lambda$, Å: 1—1—8, 2—8—20, 3—20—90, 4—90—140, 5—140—200, 6—200—280, 7—280—796, 8—796—911, 9—911—1027, 10—1216; 11— q_Σ

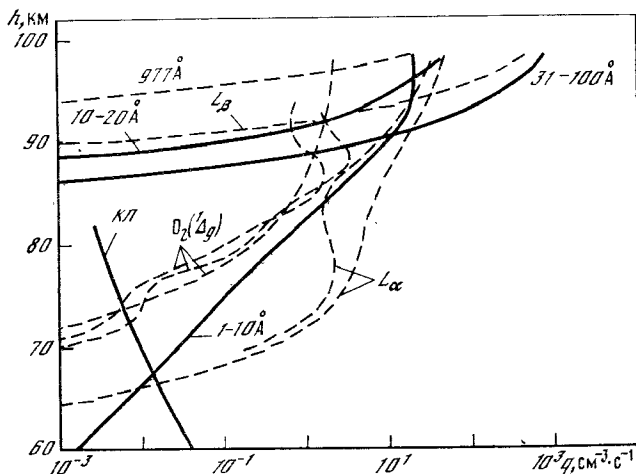


Рис. 6.8. Высотные профили скоростей ионизации в D-области разными видами излучения [165]

зенитного угла. Высотные профили скоростей ионизации атмосферы солнечным излучением, рассчитанные с учетом вторичной ионизации, показаны на рис. 6.6—6.8.

Двукратная фотоионизация. Помимо эффекта Оже источником двухзарядных ионов может быть процесс двукратной иони-

зации, когда в результате поглощения фотона, обладающего достаточной энергией, из нейтральной частицы вырываются два электрона наружной оболочки. По оценкам авторов работы [5], сечения этого процесса для атомарного кислорода составляют около 10 % от сечений однократной фотоионизации при $E \geq 100$ эВ. Согласно расчетам, выполненным в [2], в F -области двухкратная фотоионизация атомарного кислорода является основным механизмом образования ионов O^{++} , максимальная скорость которого составляет несколько единиц ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), что на порядок превышает скорость образования O^{++} посредством двух других возможных механизмов: эффекта Оже, доминирующего в нижней ионосфере, и повторной ионизации ионов O^+ .

Ионизация рассеянным излучением. В ночное время источником фотоионизации атмосферы является рассеянное на ночную сторону геокороной, т. е. самыми верхними слоями атмосферы, и межпланетными частицами излучение Солнца в резонансных линиях L_α (1216 Å) и L_β (1026 Å) водорода, L_α гелия (584 Å) и L_α иона гелия (304 Å) — в линиях, которые присутствуют в солнечном спектре и могут переизлучаться атомами и ионами земной атмосферы и межпланетного газа. По оценкам авторов работы [3], в рассеянное излучение с $\lambda = 304$ Å помимо ионов He^+ значительный вклад (~ 20 % от интенсивности излучения He^+ в спокойных условиях внутри плазмосферы и ~ 70 % вне плазмосферы) вносят ионы O^{++} , которые могут излучать мультиплеты 303, 799; 303, 693 и 303, 621 Å под воздействием уширенного солнечного излучения $L_\alpha \text{He}^+$.

Чтобы рассчитать скорость фотоионизации атмосферных газов рассеянным излучением, необходимо знать пространственное распределение интенсивности этого излучения: $I_\lambda(z, \chi) = \int j_\lambda(z, \chi, \Omega) d\Omega$, где χ — зенитный угол Солнца; Ω — телесный угол из точки наблюдения. Поскольку рассеянно излучающая область атмосферы расположена выше ионизируемых областей, то ее можно представить в виде поверхностного плоскопараллельного Земле источника с интенсивностью $j_\lambda(\theta, \varphi)$ на единицу телесного угла, где θ — зенитный угол; φ — азимут. Тогда интегральная интенсивность на высоте z будет

$$I_\lambda(z) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \theta j_\lambda(\theta, \varphi) \exp[-\tau_{\lambda 0}(z) \sec \theta] d\theta, \quad (6.25)$$

где

$$\tau_{\lambda 0}(z) = \sum_n \sigma_{n\lambda}^a \int_z^\infty n_n dz, \quad (6.26)$$

т. е. $\tau_{\lambda 0}$ — оптическая толщина для вертикально падающего излучения. В случае излучения, изотропного в нижней полусфере,

т. е. когда $f_{\lambda}(\theta, \varphi) = \text{const}$, имеем

$$I_{\lambda}(z) = 2\pi j_{\lambda} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \exp(-\tau_{\lambda} \sec \theta) d\theta = \\ = 2\pi j_{\lambda} \int_1^{\infty} y^{-2} \exp(-\tau_{\lambda} y) dy. \quad (6.27)$$

Если на границе излучающей области задана интенсивность всенаправленного изотропного излучения $R_{\lambda} = 4\pi j_{\lambda} \cdot 10^{-6}$ (в рэляях) ($1\text{Р} = 10^6$ фот/(см²·с)), то

$$I_{\lambda}(z) = 0,5 \cdot 10^6 R_{\lambda} \int_1^{\infty} y^{-2} \exp(-\tau_{\lambda} y) dy, \quad (6.28)$$

а скорость ионизации рассеянным излучением может быть рассчитана с использованием (6.28) по формуле (6.11).

В работе [100] предложены следующие аппроксимации теоретических и экспериментальных сведений о вариациях потоков рассеянного геокооронной солнечного излучения на границе атмосферы ($z = 300$ км):

$$R_{\lambda} = K_{\lambda} \alpha_{\lambda} \beta_{\lambda} \gamma_{\lambda}, \quad (6.29)$$

где индекс λ принимает значения 1, 2, 3, соответствующие длинам волн 1216, 1026 и 584 Å; множители α , β , γ описывают зависимости от интенсивности линии в спектре солнечного излучения, от содержания рассеивающих атомов водорода и гелия и от зенитного угла Солнца; K_{λ} — нормировочный коэффициент (в Р):

$$K_1 = 5500, K_2 = 50, K_3 = 6; \quad (6.30)$$

$$\alpha_1 = 0,563 + 0,168(F_{\Phi} - 60)^{2/3} + 0,023(F_{10,7} - F_{\Phi})^{2/3}, \\ \alpha_2 = 0,777 + 0,0574(F_{\Phi} - 60)^{2/3} + 0,028(F_{10,7} - F_{\Phi})^{2/3}, \quad (6.31) \\ \alpha_3 = 0,762 + 0,0613(F_{\Phi} - 60)^{2/3} + 0,0297(F_{10,7} - F_{\Phi})^{2/3}.$$

Здесь $F_{10,7}$ — текущий поток солнечного радиоизлучения на длине волны 10,7 см (в единицах 10^{-22} Вт·м⁻²·Гц⁻¹); F_{Φ} — фоновое значение этого потока, определяемое по формуле [185]

$$F_{\Phi} = 63 + 482 \sin^3(\pi t/T) \exp(-5,2t/T), \quad (6.32)$$

где t — время от начала (минимума) цикла солнечной активности; T — период цикла.

Множители β_{λ} и γ_{λ} описываются следующими соотношениями:

$$\lg \beta_1 = \lg \beta_2 = 28,9 T_{\infty}^{-0,25} - 5,373, \quad (6.33)$$

$$\lg \beta_3 = -0,539 - 0,034 \delta \sin \varphi + 1,46 \cdot 10^{-3} T_{\infty} - 0,44 \cdot 10^{-6} T_{\infty}^2, \quad (6.34)$$

где T_{∞} — экзосферная температура:

$$T_{\infty} = (1 + 0,007 \delta \sin \varphi) (2,37 F_{\Phi}^{1,07} + 101,8 F_{10,7}^{0,4}); \quad (6.35)$$

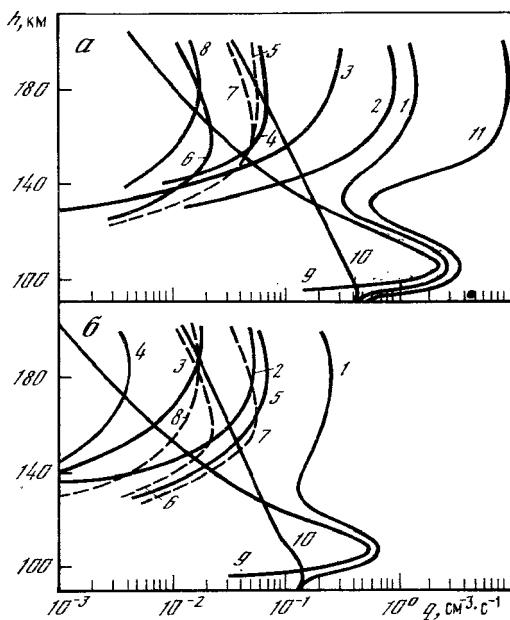


Рис. 6.9. Высотные профили скоростей ионизации рассеянным излучением для летних (кривые 1—10) и зимних (кривая 11) условий при среднем уровне солнечной активности при $\chi = 110^\circ$ (а) и 150° (б) [100]

- 1 — суммарный летний профиль;
- 2—4 — ионизация N_2 , O и O_2 соответственно излучением 584 Å;
- 5, 6 — ионизация O и O_2 излучением ионов O^+ на длине волны 910 Å, возникающим при радиативной рекомбинации ионов O^+ ;
- 7, 8 — ионизация N_2 и O излучением 304 Å;
- 9 — ионизация O_2 излучением 1026 Å;
- 10 — ионизация NO излучением 1216 Å;
- 11 — суммарный зимний профиль

δ — склонение Солнца (в градусах); φ — географическая широта;

$$\lg \gamma_1 = -0,61 \cos [1,35(\chi - 180)],$$

$$\lg \gamma_2 = -0,96 \cos [1,2(\chi - 180)], \quad (6.36)$$

$$\lg \gamma_3 = -1,78 \arctg [(\chi - 120)/24],$$

χ — зенитный угол Солнца (в градусах). Для интенсивности рассеянного излучения в линии 304 Å в [100] принято постоянное значение 5 Р, а к интенсивности R_2 в линии 584 Å добавлен межпланетный источник интенсивностью в 3 Р.

На рис. 6.9 представлены рассчитанные в [100] высотные профили скоростей ионизации атмосферных компонент O_2 , N_2 , O и NO. Видно, что суммарная скорость ионизации имеет два максимума: верхний, на высотах области F1, формируется главным образом рассеянным излучением в линии He 584 Å; нижний, на высотах области E, определяется ионизацией O_2 излучением H L_β (1026 Å); ниже 95 км преобладает ионизация NO линией H L_α (1216 Å). Различия между летними и зимним профилями обусловлены сезонной вариацией содержания гелия.

Ионизация выпадающими из магнитосферы энергичными частицами (корпускулярная ионизация). Скорость первичной ионизации выпадающими энергичными частицами в случае изотропного углового распределения последних записывается в виде,

аналогичном скорости ионизации фотоэлектронами:

$$q_n^{\text{корп}}(z) = 4\pi n_n \int_{I_n}^{\infty} \sigma_{\alpha n}(E) \Phi(E, z) dE, \quad (6.37)$$

где $\sigma_{\alpha n}$ — сечение ионизации n -й компоненты энергичными частицами сорта α ; $\Phi(E, z)$ — энергетический спектр высыпавшихся частиц на высоте z . В общем случае неизотропного углового распределения следует использовать выражения (3.111), (3.114). Образованные при высыпаниях электроны, обладающие достаточной энергией, могут производить вторичную ионизацию, скорость которой $\Delta q_n^{\text{корп}}$ может быть рассчитана аналогично тому, как это делается в случае ионизации фотоэлектронами.

В работе [72] предложена удобная аналитическая аппроксимация полученных в [309] результатов численных расчетов скорости ионизации изотропным потоком моноэнергичных электронов с учетом вторичной, третичной и т. д. ионизации:

$$\tilde{q}(E, R) = AE^{-0,854} R \exp[-B_1(E)(\rho H)^3], \quad (6.38)$$

$$R = n(N_2) + \frac{\sigma_e(O_2)}{\sigma_e(N_2)} n(O_2) + \frac{\sigma_e(O)}{\sigma_e(N_2)} n(O), \quad (6.39)$$

где $A = 1,277 \cdot 10^{-13}$ — нормировочный коэффициент; ρ — плотность;

$$H = -\partial \ln \rho / \partial z, \quad B_1(E) = 10^{30}(E^{-4,62} + 7,5 \cdot 10^5 E^{-6,555}). \quad (6.40)$$

В этих формулах E выражено в эВ, H — в см, ρ — в г·см⁻³, n — в см⁻³, σ_e — в см², а $\tilde{q}$ нормирована на интегральный поток высыпавшихся электронов (в см⁻²·с⁻¹) и имеет размерность см⁻¹. С учетом того, что $\rho \simeq m(N_2)R$, где $m(N_2)$ — масса молекулы N₂, вместо (6.38) можно записать

$$\tilde{q}(E, R) = AE^{-0,854} R \exp[-B(E)R^3], \quad (6.41)$$

где

$$B(E) = 1,46 \cdot 10^{-15}(E^{-5,8} + 5 \cdot 10^9 E^{-8,8}). \quad (6.42)$$

Предложенная аппроксимация может быть легко обобщена на случай произвольного энергетического спектра высыпавшихся электронов. Так, в случае спектра вида

$$\Phi(E) \sim E^\gamma \exp(-E/E_0) \quad (6.43)$$

$\tilde{q}(z)$ запишется в форме

$$\tilde{q}(z) = \varphi(E_m, R) \tilde{q}(E_m, R) (E_m/E_0)^{1+\gamma} \exp(-E_m/E_0), \quad (6.44)$$

где

$$E_m = (\gamma - 0,854)E_0 + 0,373(E_0 R^3 + 8,159 \cdot 10^{-17} E_0^{1,441} R^{1,323})^{0,102},$$

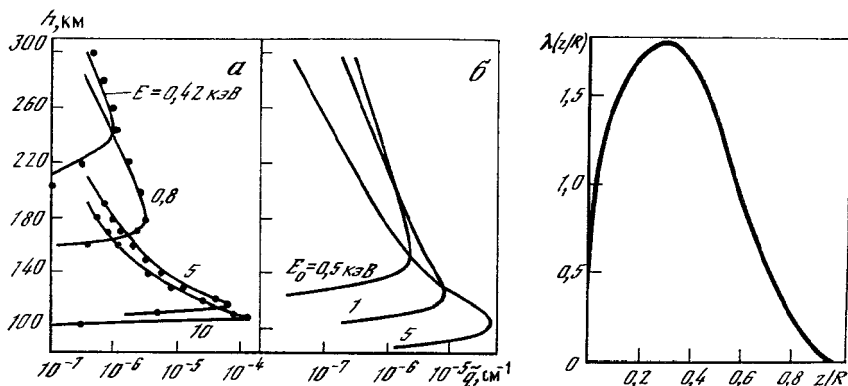


Рис. 6.10. Высотные профили скоростей ионизации энергичными электронами, нормированных на интегральный поток высыпавшихся электронов [72] а — моноэнергичные потоки; б — потоки с максвелловским распределением по энергиям

Рис. 6.11. Нормализованная функция скорости диссипации протонов с $E = 0,2 \div 60$ кэВ [543]

$$\varphi(E_m, R) = \frac{1,253}{\Gamma(1+\gamma)} [\Psi(E_m, R)]^{-1/2} (1 + \operatorname{erf} \sqrt{\Psi(E_m, R)/2}),$$

$$\Psi(E_m, R) = (\gamma - 0,854) + 5,758 \cdot 10^{-14} (E_m^{-5,8} + 1,093 \cdot 10^{10} E_m^{-8,8}) R^3,$$

а $\tilde{q}(E_m, R)$ определяется из (6.41) при $E = E_m$.

На рис. 6.10, а представлены высотные профили $\tilde{q}$, рассчитанные по формулам (6.38) — (6.40) для различных значений энергии E ; точки — результаты численных расчетов из работы [309], по данным которой проводилась аппроксимация. На рис. 6.10, б показаны высотные профили $\tilde{q}$, рассчитанные по (6.44) для $\gamma=1$ (максвелловский спектр) и различных значений E_0 .

Отметим, что высыпавшиеся электроны теряют часть своей энергии в виде рентгеновского (тормозного) излучения, которое может производить ионизацию атмосферы значительно ниже области максимума скорости диссипации высыпавшихся электронов. В частности, авроральные электроны с энергиями в несколько килоэлектронвольт, диссипирующие вблизи высоты $h \sim 100$ км, обеспечивают скорости ионизации тормозным излучением $\sim 1-10 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ на высотах области D вплоть до $z \sim 50$ км (см., например, рис. 1 в [255]).

Скорость ионизации протонами, имеющими энергии в диапазоне 0,2—60 кэВ, может быть рассчитана следующим образом [543]:

$$q = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{E \rho_R(E)}{\bar{E} R(E)} \lambda\left(\frac{z}{R}\right) \frac{n(M)_z}{n(M)_R} f_i \Phi(E) dE, \quad (6.45)$$

Таблица 6.4

Параметры скорости ионизации энергичными протонами [543]

$E, \text{кэВ}$	$R \cdot 10^6, \text{г} \cdot \text{см}^{-2}$	f_i	$E, \text{кэВ}$	$R \cdot 10^6, \text{г} \cdot \text{см}^{-2}$	f_i
0,25	0,434	0,32	5,00	1,20	0,38
0,40	0,723	0,31	7,00	1,79	0,40
0,60	1,12	0,30	10,00	2,77	0,42
0,80	1,54	0,30	15,00	3,70	0,44
1,00	1,97	0,31	20,00	4,54	0,47
1,20	2,40	0,32	30,00	6,06	0,53
1,50	3,08	0,33	40,00	7,43	0,58
2,00	4,25	0,34	50,00	8,71	0,65
3,00	6,70	0,35	60,00	9,91	0,74

где E — энергия протона; $R(E) = \int_{h_p(E)}^{\infty} \rho(h) dh$ — пробег протона;

$h_p(E)$ — высота, до которой может проникнуть падающий из-за пределов атмосферы протон с начальной энергией E ; ρ_R — плотность атмосферы в конце пробега, т. е. на высоте h_p ; $\bar{E}$ — средняя энергия, затрачиваемая на создание одной электрон-ионной пары в воздухе протонами рассматриваемых энергий и принятая в [543]

равной 36 эВ; $z = \int_h^{\infty} \rho(h) dh$ — глубина атмосферы на высоте h ;

$\lambda(z/R)$ — нормализованная функция скорости диссипации энергии протонов, рассчитанная в [543] с учетом всех процессов взаимодействия протонов с частицами атмосферы, включая перезарядку с нейтральным водородом, и показанная на рис. 6.11; $n(M) = n(N_2) + n(O_2) + 0,8n(O)$ — эффективная концентрация нейтральных частиц, учитывающая меньшее сечение ионизации протонным ударом для атомарного кислорода; f_i — доля теряемой энергии, идущая на ионизацию; $\Phi(E)$ — энергетический спектр высыпавшихся протонов на границе атмосферы. Значения $R(E)$ и $f_i(E)$ представлены в табл. 6.4.

Ионизация солнечными и галактическими космическими лучами. В самой нижней части области D ионосферы (на высотах 50—65 км, см. рис. 6.8) основным источником ионизации становятся галактические космические лучи — заряженные частицы с энергиями $E > 1$ ГэВ, а в периоды сильных солнечных вспышек — солнечные космические лучи (протоны) субрелятивистских ($10 \text{ МэВ} \leq E \leq 100 \text{ МэВ}$) энергий. Поскольку космические лучи приходят из-за пределов магнитосферы, их интенсивность зависит от взаимной ориентации направления их распространения и геомагнитного поля; это приводит к сильной зависимости скорости ионизации космическими лучами (измеряемой непосредственно на баллонах) от геомагнитной широты — на экваторе она почти на порядок меньше, чем вблизи полюсов (табл. 6.5) [595, 637]. Кроме

Таблица 6.5

Зависимость коэффициента ионизации $j = q/n$ (в 10^{-18} с^{-1}) галактическими космическими лучами от геомагнитной широты в минимуме и в максимуме солнечной активности [595]

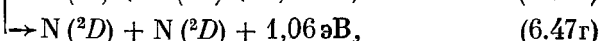
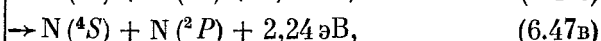
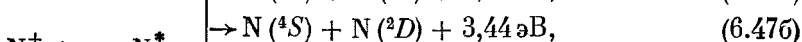
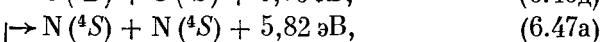
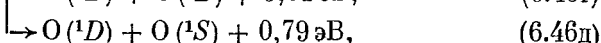
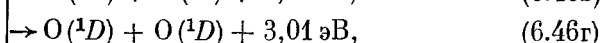
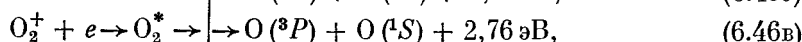
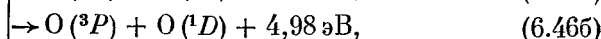
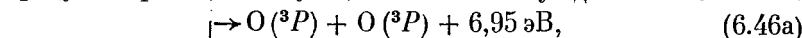
Φ°	Максимум СА	Минимум СА	Φ°	Максимум СА	Минимум СА
0	2	3	50	8	14
10	2	3	60	9	19
20	2	4	70	9	21
30	3	6	80	9	22
40	5	9	90	9	23

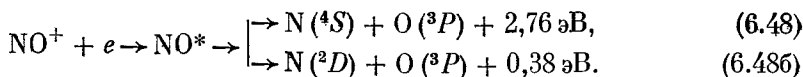
того, интенсивность космических лучей уменьшается с ростом солнечной активности (СА), что также связано с препятствующим распространению космических лучей влиянием магнитного поля, в данном случае магнитного поля солнечного ветра [538].

6.2.2. Химические реакции

Под химическими реакциями будем понимать процессы взаимодействия частиц различных или одинаковых сортов, в результате которых образуются частицы новых сортов. Эти процессы являются одной из причин того, что в ионосфере отсутствует прямое соответствие между высотными профилями скоростей ионизации различных атмосферных компонент и высотными профилями ионного состава, как в этом нетрудно убедиться из сопоставления, например, рис. 6.1 и рис. 6.6: несмотря на высокую скорость образования ионов N_2^+ путем фотоионизации молекул N_2 концентрация ионов N_2^+ в ионосфере очень мала, зато присутствует много ионов NO^+ на высотах 100—200 км, где невелика скорость фотоионизации NO , и т. д.

Диссоциативная рекомбинация. Основным механизмом исчезновения электронов является их диссоциативная рекомбинация с молекулярными ионами O_2^+ , N_2^+ и NO^+ , в которой один или оба из продуктов реакции могут оказаться в возбужденном состоянии:





Из-за малого содержания ионов N_2^+ в ионосфере роль реакции (6.47) в балансе электронов невелика по сравнению с реакциями (6.46) и (6.48). Реакции (6.46б), (6.46г), (6.46д) являются важным источником возбужденных атомов $\text{O}(^1D)$. Константы скорости реакций диссоциативной рекомбинации зависят от электронной температуры. По современным экспериментальным данным [613] и [491] эти зависимости соответственно имеют вид:

$$k(\text{O}_2^+, e) = 1,6 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,55},$$

$$k(\text{O}_2^+, e) = 1,9 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,5}, \quad (6.49)$$

$$k(\text{N}_2^+, e) = 1,8 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,39},$$

$$k(\text{N}_2^+, e) = 3,5 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,5}, \quad (6.50)$$

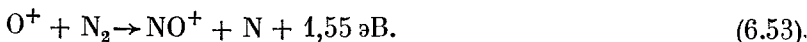
$$k(\text{NO}^+, e) = 4,2 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,85},$$

$$k(\text{NO}^+, e) = 2,3 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,5}. \quad (6.51)$$

Здесь и далее значения констант скоростей бинарных реакций приводятся в $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ при температуре, выраженной в К. Чтобы рассчитать скорость образования продуктов в каждом из возможных возбужденных состояний, нужно знать парциальные коэффициенты реакций для каждого из возможных каналов или так называемые коэффициенты ветвления (см. выражение (3.16)). Суммарный коэффициент ветвления для реакций (6.46в), (6.46д), идущих с образованием $\text{O}(^1S)$, составляет примерно 0,8, а для реакций (6.46б), (6.46г), (6.46д), идущих с образованием $\text{O}(^1D)$, близок к 1. Для реакций (6.47б), (6.47г), идущих с образованием $\text{N}(^2D)$, суммарный коэффициент ветвления также близок к 1; то же относится и к реакции (6.48б) [613].

Ионно-молекулярные и ионно-атомные реакции. Атомарные ионы могут исчезать путем радиативной рекомбинации с электронами, когда высвободившаяся энергия уносится путем излучения. Но этот процесс идет крайне медленно, и основным механизмом исчезновения атомарных ионов O^+ и N^+ является их переработка путем ионно-молекулярных реакций в молекулярные ионы, которые затем исчезают в реакциях диссоциативной рекомбинации.

Ионы O^+ . Главными реакциями потерь ионов O^+ , доминирующих в F2-области ионосферы, являются реакции с молекулами O_2 и N_2 :



Константа скорости реакции (6.52) $k(\text{O}^+, \text{O}_2)$ примерно на порядок выше, чем $k(\text{O}^+, \text{N}_2)$, но, поскольку концентрация молекул

N_2 на высотах максимума $F2$ -слоя более чем на порядок превосходит $n(O_2)$, вклад реакции (6.53) вблизи главного ионосферного максимума является определяющим.

Сложным и весьма важным является вопрос о температурной зависимости констант скоростей реакций (6.52) и особенно (6.53). В случае ионов и молекул, реагирующих в невозбужденном состоянии, константы скоростей $k(O^+, O_2)$ и $k(O^+, N_2)$ зависят от эффективной температуры (средней кинетической энергии относительного движения в системе центра масс иона и молекулы):

$$T_{эф} = \frac{2}{3k} \left[\frac{m_n}{m_i + m_n} \left(\frac{m_i u^2}{2} + \frac{3kT_i}{2} - \frac{3kT_n}{2} \right) + \frac{3kT_n}{2} \right], \quad (6.54)$$

где u — средняя относительная скорость реагентов; m_i , m_n , T_i , T_n — массы и температуры ионов и нейтральных частиц. В работе [585] представлена следующая аппроксимация зависимости $k(O^+, N_2)$ от $T_{эф}$, основанная на лабораторных измерениях [288]:

$$\begin{aligned} k(O^+, N_2) &= 1,533 \cdot 10^{-12} - 5,92 \cdot 10^{-13} (T_{эф}/300) + \\ &+ 8,60 \cdot 10^{-14} (T_{эф}/300)^2, \quad 300 \leq T_{эф} \leq 1700 \text{ К}; \\ k(O^+, N_2) &= 2,73 \cdot 10^{-12} - 1,155 \cdot 10^{-12} (T_{эф}/300) + \\ &+ 1,483 \cdot 10^{-13} (T_{эф}/300)^2, \quad 1700 < T_{эф} < 6000 \text{ К}. \end{aligned} \quad (6.55)$$

Помимо зависимости от $T_{эф}$ константа скорости $k(O^+, N_2)$ зависит от степени колебательного возбуждения молекул N_2 , т. е. от их распределения по колебательным уровням, характеризующего колебательной температурой T_v (см. п. 6.2.3), если распределение имеет больцмановский характер. Результаты лабораторных измерений зависимости $k(O^+, N_2)$ от T_v [558] при $T_i = T_n = 300 \text{ К}$, $300 \leq T_v \leq 6000 \text{ К}$ аппроксимированы выражением

$$\begin{aligned} k(O^+, N_2) &= 10^{-12} (1 - 9,79 \cdot 10^{-4} T_v - 4,83 \cdot 10^{-7} T_v^2 + \\ &+ 9,62 \cdot 10^{-10} T_v^3). \end{aligned} \quad (6.56)$$

Для произвольных значений кинетической температуры ($T_i = T_n$) зависимость $k(O^+, N_2)$ от T_v была рассчитана в [620]. На основе результатов работ [288, 558, 585, 620] в [200] предложена следующая аппроксимация, учитывающая зависимость как от $T_{эф}$, так и от заселенности колебательных уровней N_2 :

$$k(O^+, N_2) = \frac{n_0}{n} k_0 + \sum_{v=1}^8 \frac{n_v}{n} k_v, \quad (6.57)$$

$$\lg k_v = a_v + b_v T_{эф} + c_v T_{эф}^2 + d_v T_{эф}^3 - 16,$$

где n_v — концентрация молекул N_2 на v -м колебательном уровне; $n = \sum_{v=0}^{\infty} n_v$; k_0 определяется выражением (6.55); коэффициенты разложения для $v = 1, \dots, 8$, полученные в [620], представлены в табл. 6.6.

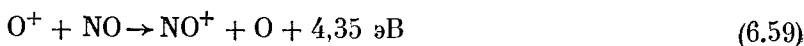
Таблица 6.6
Значения параметров разложения величины k_v

v	a_v	$b_v \cdot 10^4$	$c_v \cdot 10^8$	$d_v \cdot 10^{12}$
1	4,139765	4,39849	-3,56742	1,00834
2	5,521918	2,19647	-2,08775	0,69049
3	6,271983	0,93756	-1,72297	0,92673
4	6,457693	-0,28376	-0,97520	1,07195
5	5,817692	-1,48199	6,13279	-5,18303
6	6,181220	0,87076	-2,35532	1,52043
7	6,126184	-2,04822	4,89013	-3,21757
8	6,116242	1,29235	-2,80057	1,68737

Для константы скорости реакции (6.52) $k(O^+, O_2)$ в [585] предложена следующая аппроксимация зависимости от $T_{эф}$, полученной с использованием лабораторных измерений [288]:

$$k(O^+, O_2) = 2,82 \cdot 10^{-11} - 7,74 \cdot 10^{-12}(T_{эф}/300) + \\ + 1,073 \cdot 10^{-12}(T_{эф}/300)^2 - 5,17 \cdot 10^{-14}(T_{эф}/300)^3 + \\ + 9,65 \cdot 10^{-16}(T_{эф}/300)^4, \quad 300 \leq T_{эф} \leq 6000 \text{ К.} \quad (6.58)$$

Ионы O^+ исчезают также в реакции

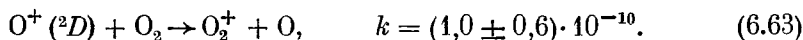
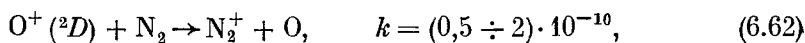
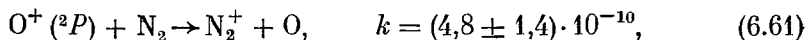


с константой скорости [585]

$$k(O^+, NO) = \begin{cases} 8,36 \cdot 10^{-13} - 2,02 \cdot 10^{-13}(T_{эф}/300) + \\ + 6,95 \cdot 10^{-14}(T_{эф}/300)^2, & 320 \leq T_{эф} \leq 1500 \text{ К,} \\ 5,33 \cdot 10^{-13} - 1,64 \cdot 10^{-14}(T_{эф}/300) + \\ + 4,72 \cdot 10^{-14}(T_{эф}/300)^2 - 7,05 \cdot 10^{-16}(T_{эф}/300)^3, & 1500 \leq T_{эф} \leq 6000 \text{ К.} \end{cases} \quad (6.60)$$

Однако из-за медленности процесса вследствие малости $k(O^+, NO)$ и $n(NO)$ роль этой реакции в балансе ионов O^+ незначительна.

Поскольку при фотоионизации атомарного кислорода около 60% ионов O^+ образуются в возбужденных (метастабильных) состояниях, то важны реакции (см. обзоры [612, 613] и цитируемую там литературу)



Гашение возбужденных состояний ^2P и ^2D ионов O^+ происходит в процессах:

$$O^+ (^2P) + O \rightarrow O^+ + O, \quad k = (5,2 \pm 2,5) \cdot 10^{-11}, \quad (6.64)$$

$$O^+ (^2P) + e \rightarrow O^+ (^2D) + e, \quad k = 1,5 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{1/2}, \quad (6.65)$$

$$O^+ (^2P) + e \rightarrow O^+ (^4S) + e, \quad k = 4,0 \cdot 10^{-8} (300/T_e)^{1/2}, \quad (6.66)$$

$$O^+ (^2P) \rightarrow O^+ (^2D) + h\nu, \quad k = 0,171 \text{ с}^{-1}, \quad (6.67)$$

$$O^+ (^2P) \rightarrow O^+ (^4S) + h\nu, \quad k = 0,047 \text{ с}^{-1}, \quad (6.68)$$

$$O^+ (^2D) + O \rightarrow O^+ (^4S) + O, \quad k < 1 \cdot 10^{-11}, \quad (6.69)$$

$$O^+ (^2D) + e \rightarrow O^+ (^4S) + e, \quad k = 7,8 \cdot 10^{-8} (300/T_e)^{1/2}. \quad (6.70)$$

Для внешней ионосферы чрезвычайно важной является реакция перезарядки между ионами O^+ и атомами водорода [566]

$$O^+ + H \rightarrow H^+ + O, \quad k = 4,3 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_n + T(O^+)/16} \quad (6.71)$$

и обратная реакция [566]

$$H^+ + O \rightarrow O^+ + H, \quad k = 3,8 \cdot 10^{-11} \sqrt{T(H^+) + T_n/16}. \quad (6.72)$$

Реакция (6.71) является источником протонов, наполняющих в дневное время протоносферу, а обратная реакция (6.72) перерабатывает в ионы O^+ протоны, диффундирующие ночью вниз из протоносферы.

Ионы O_2^+ . Ионы O_2^+ перерабатываются в ионы NO^+ и N^+ в реакциях

$$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2, \quad k = (4,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-10} \quad [460], \quad (6.73)$$

$$O_2^+ + N(^4S) \rightarrow NO^+ + O, \quad k = 1,0 \cdot 10^{-10} \quad [613], \quad (6.74)$$

$$O_2^+ + N(^2D) \rightarrow N^+ + O_2, \quad k = 2,5 \cdot 10^{-10} \quad [381], \quad (6.75)$$

$$O_2^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + NO, \quad k = 1,0 \cdot 10^{-17} \quad [373]. \quad (6.76)$$

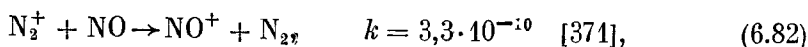
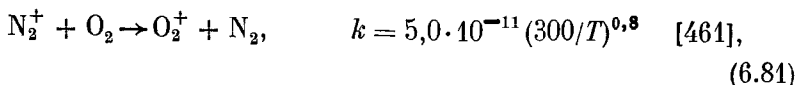
Ионы N_2^+ . Несмотря на высокую скорость образования ионов N_2^+ путем фотоионизации молекул N_2 , относительное содержание ионов N_2^+ в ионосфере мало, поскольку они активно перерабатываются в ионы NO^+ , O_2^+ и O^+ в реакциях

$$N_2^+ + O \xrightarrow{k_{77}} NO^+ + N(^2D), \quad (6.77)$$

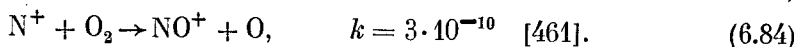
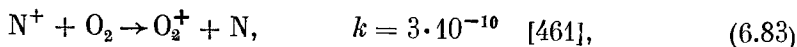
$$N_2^+ + O \xrightarrow{k_{78}} O^+ + N_2, \quad (6.78)$$

$$k = k_{77} + k_{78} = \begin{cases} (1,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-10} (300/T)^{0,44}, & T < 1500 \text{ К}, \\ (5,2 \pm 2) \cdot 10^{-11} (T/300)^{0,2}, & T > 1500 \text{ К}, \end{cases} \quad (6.79)$$

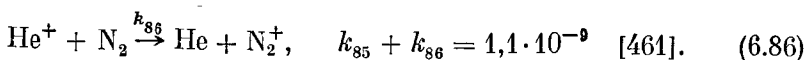
$$k_{78} = 0,07k(T/300)^{0,21} \quad [479], \quad (6.80)$$



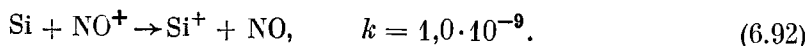
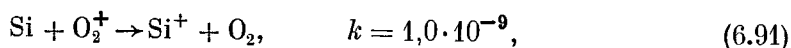
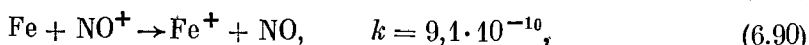
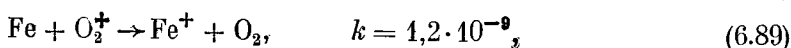
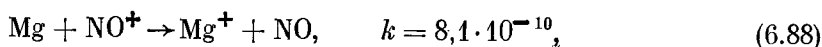
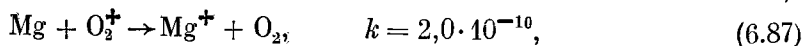
Ионы N⁺:



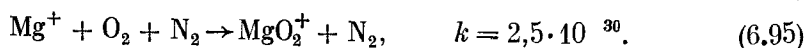
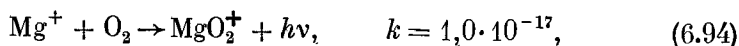
Ионы He⁺:



Металлические ионы присутствуют главным образом в области *E*, часто в виде тонких спорадических слоев с концентрацией в максимуме, временами на два порядка превышающей фоновую; имеются также в верхней части *D*-области и в *F*-области [268, 455]. Наиболее распространены ионы Mg^+ , Fe^+ , Si^+ (Si также называют металлом из соображений терминологических удобств), химия которых весьма сходна; имеются также ионы Na^+ , Al^+ , Ca^+ , K^+ и др. Основным механизмом образования металлических ионов является перезарядка атомов металлов метеорного происхождения с молекулярными ионами O_2^+ и NO^+ в следующих реакциях (значения констант скоростей реакций приведены по [268]):

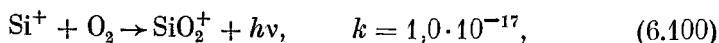
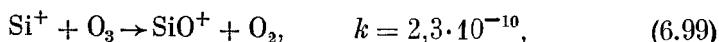
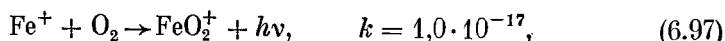
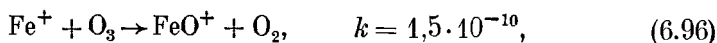


Исчезают металлические ионы путем превращения в ионы окислов металлов:

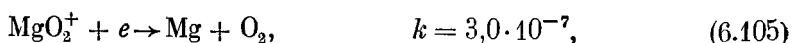


Здесь и далее значения констант скоростей реакций тройных

соударений приведены в $\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$.



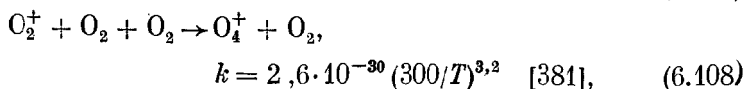
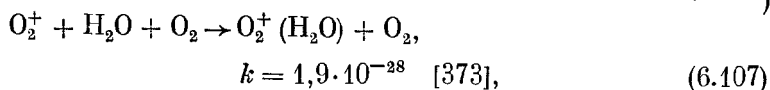
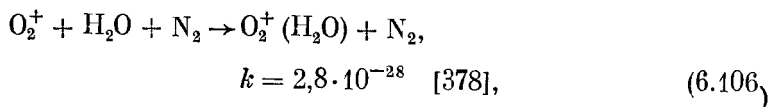
Ионы окислов металлов относительно быстро исчезают в реакциях типа



поэтому их содержание в ионосфере невелико по сравнению с содержанием металлических ионов и практически не влияет на баланс последних [268]. Из-за медленности процессов исчезновения (6.93)—(6.101) металлические ионы являются чрезвычайно долго живущими: по оценкам работы [298] времена жизни ионов MgO^+ и MgO_2^+ составляют менее 1 с, для нейтрального Mg оно порядка 1 ч, а для ионов Mg^+ — порядка 1 сут. Это означает, что распределение металлических ионов существенным образом контролируется процессами переноса.

Ионные связки (кластеры). На высотах ниже 85—80 км в D-области вместо исходных (первичных) ионов NO^+ и O_2^+ основными положительными ионами становятся ионные связки, образующиеся по двум основным каналам: из ионов O_2^+ и ионов NO^+ в следующих цепочках реакций (см. обзоры [50, 62]).

П е р е р а б о т к а O_2^+ :



$$\text{O}_2^+ + \text{O}_2 + \text{N}_2 \rightarrow \text{O}_4^+ + \text{N}_2, \quad k = 2,4 \cdot 10^{-30} \quad [285], \quad (6.109)$$

$$\begin{aligned} \text{O}_4^+ + \text{H}_2\text{O} &\rightarrow \text{O}_2^+ (\text{H}_2\text{O}) + \text{O}_2, \\ k &= 1,5 \cdot 10^{-9} \quad [381], \end{aligned} \quad (6.110)$$

$$\begin{aligned} \text{O}_4^+ + \text{O}_2 (^1\Delta_g) &\rightarrow \text{O}_2^+ + 2\text{O}_2, \\ k &= 1,0 \cdot 10^{-9} \quad [372], \end{aligned} \quad (6.111)$$

$$\begin{aligned} \text{O}_4^+ + \text{O} &\rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}_3, \\ k &= 3 \cdot 10^{-10} \quad [381], \end{aligned} \quad (6.112)$$

$$\begin{aligned} \text{O}_2^+ (\text{H}_2\text{O}) + \text{H}_2\text{O} &\rightarrow \text{H}^+ (\text{H}_2\text{O}) + \text{OH} + \text{O}_2, \\ k &\leq 3 \cdot 10^{-10} \quad [373], \end{aligned} \quad (6.113)$$

$$\begin{aligned} \text{O}_2^+ (\text{H}_2\text{O}) + \text{H}_2\text{O} &\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ (\text{OH}) + \text{O}_2, \\ k &= (1,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-19} \quad [373], \end{aligned} \quad (6.114)$$

$$\begin{aligned} \text{H}_3\text{O}^+ (\text{OH}) + \text{H}_2\text{O} &\rightarrow \text{H}^+ (\text{H}_2\text{O})_2 + \text{OH}, \\ k &= 3,2 \cdot 10^{-9} \quad [373], \end{aligned} \quad (6.115)$$

$$\begin{aligned} \text{H}_3\text{O}^+ + \text{H}_2\text{O} + \text{M} &\rightarrow \text{H}^+ (\text{H}_2\text{O})_2 + \text{M}, \\ k &= 3,5 \cdot 10^{-27} (300/T)^3 \quad [395], \end{aligned} \quad (6.116)$$

$$\begin{aligned} \text{H}_3\text{O}^+ + \text{N}_2 + \text{M} &\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{N}_2 + \text{M}, \\ k &= 1,4 \cdot 10^{-30} (300/T)^3 \quad [415], \end{aligned} \quad (6.117)$$

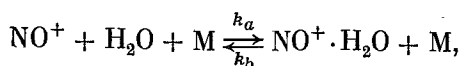
$$\begin{aligned} \text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O} &\rightarrow \text{H}^+ (\text{H}_2\text{O})_2 + \text{N}_2, \\ k &= 1,0 \cdot 10^{-9} \quad [415], \end{aligned} \quad (6.118)$$

$$\text{H}^+ (\text{H}_2\text{O})_n + \text{H}_2\text{O} + \text{M} \xrightleftharpoons[k_b^{(n)}]{k_a^{(n)}} \text{H}^+ (\text{H}_2\text{O})_{n+1} + \text{M},$$

$$\begin{aligned} k_a^{(2)} &= 2,3 \cdot 10^{-27} (300/T)^4, \\ k_b^{(2)} &= 1,9 \cdot 10^{11} T^{-5} \exp(-11\,000/T), \\ k_a^{(3)} &= k_a^{(2)}, \quad k_b^{(3)} = 1,3 \cdot 10^{11} T^{-5} \exp(-8400/T), \end{aligned} \quad (6.119)$$

$$\begin{aligned} k_a^{(4)} &= 9,0 \cdot 10^{-28} (300/T)^4, \\ k_b^{(4)} &= 6,0 \cdot 10^{11} T^{-5} \exp(-7700/T), \\ k_a^{(5)} &= k_a^{(4)}, \quad k_b^{(5)} = 2,0 \cdot 10^{11} T^{-5} \exp(-6600/T) \quad [395]. \end{aligned}$$

П е р е п а б о т к а NO^+ :



$$k_a = 1,6 \cdot 10^{-28}, \quad k_b = 1,0 \cdot 10^{-14} \quad [373], \quad (6.120)$$

$$\text{NO}^+ + \text{N}_2 + \text{M} \xrightleftharpoons[k_b]{k_a} \text{NO}^+ \cdot \text{N}_2 + \text{M}, \quad k_a = 2,0 \cdot 10^{-31} (300/T)^{4,4},$$

$$k_b = 1,9 \cdot 10^{-8} (300/T)^{4,4} \exp(-2130/T) \quad [416], \quad (6.121)$$

$$\text{NO}^+ + \text{CO}_2 + \text{M} \xrightleftharpoons[k_b]{k_a} \text{NO}^+ \cdot \text{CO}_2 + \text{M}, \quad k_a = 2,4 \cdot 10^{-29} (300/T)^3,$$

$$k_b = 3,0 \cdot 10^4 T^{-4} \exp(-4600/T) \quad [381], \quad (6.122)$$

$$\text{NO}^+ (\text{N}_2) + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O}) + \text{N}_2, \quad k = 1,0 \cdot 10^{-9} \quad [381],$$

$$(6.123)$$

$$\text{NO}^+ (\text{N}_2) + \text{CO}_2 \rightarrow \text{NO}^+ (\text{CO}_2) + \text{N}_2, \quad k = 1,0 \cdot 10^{-9} \quad [381],$$

$$(6.124)$$

$$\text{NO}^+ (\text{CO}_2) + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O}) + \text{CO}_2, \quad k = 1,0 \cdot 10^{-9} \quad [381],$$

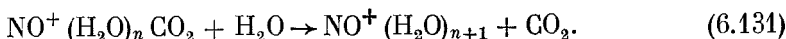
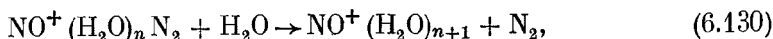
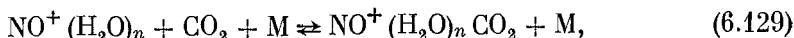
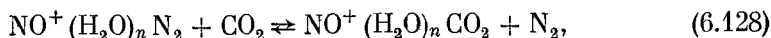
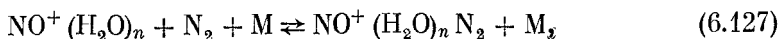
$$(6.125)$$

$$\text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_n + \text{H}_2\text{O} + \text{M} \xrightleftharpoons[k_b^{(n)}]{k_a^{(n)}} \text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_{n+1} + \text{M},$$

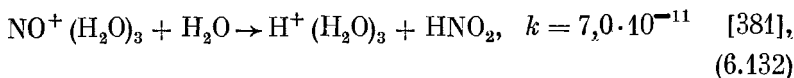
$$k_a^{(1)} = 1,1 \cdot 10^{-27} (300/T)^3, \quad k_b^{(1)} = 1,5 \cdot 10^{-17}, \quad (6.126)$$

$$k_a^{(2)} = 1,3 \cdot 10^{-27} (300/T)^3, \quad k_b^{(2)} = 1,5 \cdot 10^{-17} \quad [381].$$

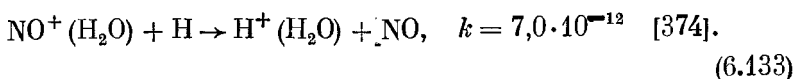
Переработка $\text{NO}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ в $\text{NO}^+(\text{H}_2\text{O})_{n+1}$ может идти также путями



Ионы $\text{NO}^+(\text{H}_2\text{O})_3$ перерабатываются в связки протонов с молекулами воды (гидратированные протоны):

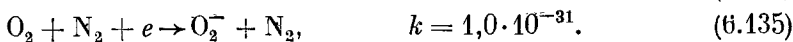
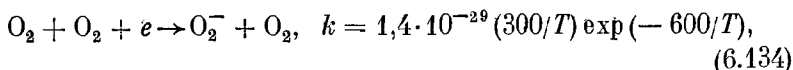


которые могут испытывать дальнейшие превращения в более тяжелые связки по реакциям (6.119). Возможна также реакция



Ионные связи исчезают (помимо процессов разрушения в обратных реакциях типа (6.120)) в реакциях диссоциативной рекомбинации, продукты которых могут образовываться в виде различных комбинаций из составляющих кластер атомов. По оценкам [459, 546] константы скорости диссоциативной рекомбинации кластеров (в единицах $10^{-6}(300/T)^{0,5}$ см³·с⁻¹) равны: 3,0 для O_4^+ , O_2^+ (H_2O), H_3O^+ (OH), H_3O^+ (N_2), H_3O^+ (O_2), H^+ (H_2O)₂, NO^+ (N_2), NO^+ (CO_2); 1,2 для H_3O^+ ; 5,1 для H^+ (H_2O)₃; 6,1 для H^+ (H_2O)₄; 5,0 для NO^+ · H_2O , NO^+ (H_2O)₂, NO^+ (H_2O)₃.

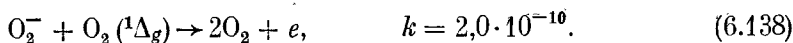
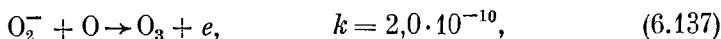
Отрицательные ионы имеются в значительном количестве в самой нижней части области *D* (ниже ~70 км), где соударения очень часты и препятствуют существованию свободных электронов. Химия этих ионов наименее изучена. Основным источником отрицательных ионов является процесс прилипания электронов к молекулам O_2 в тройных соударениях [261]:



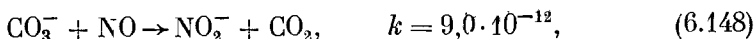
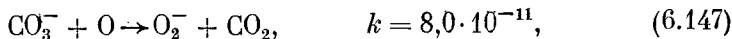
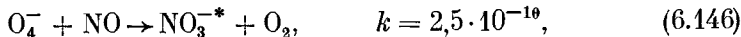
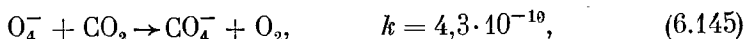
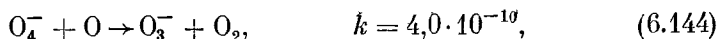
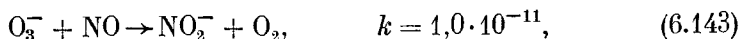
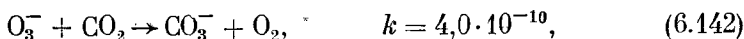
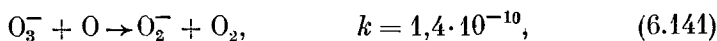
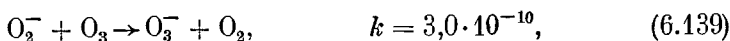
Отлипание электрона от O_2^- может происходить путем фотоотлипания

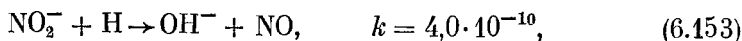
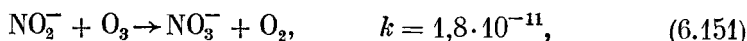
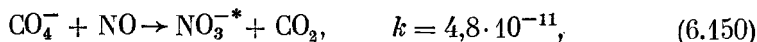
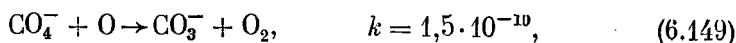


с константой скорости реакции фотоотлипания $k = 0,33$ с⁻¹ [644], а также в реакциях [380]

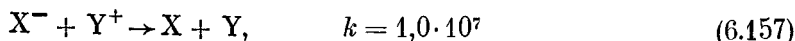


Переработка ионов O_2^- в другие отрицательные ионы происходит в следующих реакциях [380]:

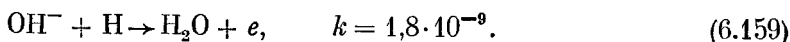
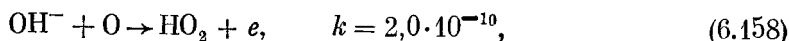




Исчезновение вторичных отрицательных ионов идет в реакциях фотоотлипания, аналогичных (6.136), константы скорости которых равны $8,0 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ для O_3^- [643], $1,0 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ для OH^- [515], $4,0 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ для NO_2^- [131], $2,0 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ для NO_3^- [131], $4,0 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ для CO_3^- [131], а также в реакциях взаимной нейтрализации с положительными ионами [576]

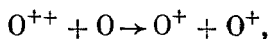
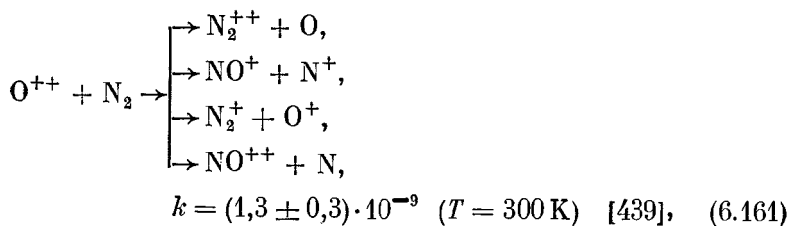
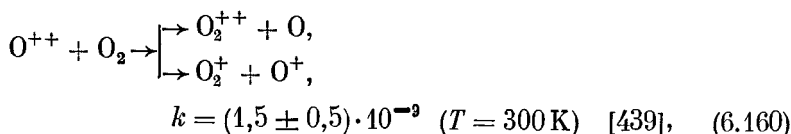


и в реакциях [380]

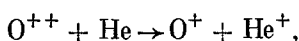


Дополнительные сведения о многочисленных реакциях с участием отрицательных ионов, константы скорости которых, к сожалению, плохо известны, можно найти в [153].

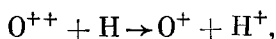
Реакции двух- и трехзарядных ионов:



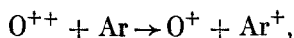
$$k = (1 \div 10) \cdot 10^{-11} \quad [1,327, 622], \quad (6.162)$$



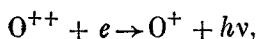
$$k = (3,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-11} \quad (T = 1000 \text{ K}) \quad [440], \quad (6.163)$$



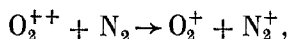
$$k = 8 \cdot 10^{-11} \quad (T = 1000 \text{ K}) \quad [382], \quad (6.164)$$



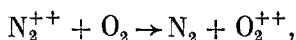
$$k = (3,7 \pm 1,5) \cdot 10^{-10} \quad (T = 300 \text{ K}) \quad [426], \quad (6.165)$$



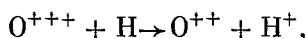
$$k = 5,7 \cdot 10^{-12} \quad (T = 2000 \text{ K}) \quad [290], \quad (6.166)$$



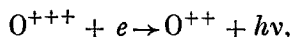
$$k = 2 \cdot 10^{-9} \quad (T = 300 \text{ K}) \quad [393], \quad (6.167)$$



$$k = 2,3 \cdot 10^{-11} \quad [527], \quad (6.168)$$

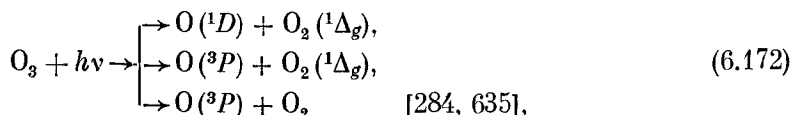
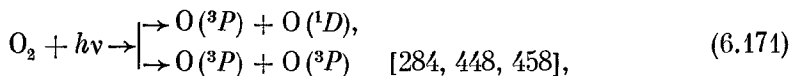


$$k = 9 \cdot 10^{-10} \quad (T = 1000 \text{ K}) \quad [332], \quad (6.169)$$



$$k = 1,5 \cdot 10^{-11} \quad (T = 2000 \text{ K}) \quad [290]. \quad (6.170)$$

Химия малых нейтральных составляющих. Из представленного выше перечня реакций для ионизированных составляющих ясна важная роль в химии *D*-области малых нейтральных компонент, таких, как O_3 , O , $\text{O}_2(^1\Delta_g)$, H_2O , OH , H , NO , NO_2 , CO_2 , и других, содержание которых, в свою очередь, зависит от содержания ионизированных компонент, что приводит к необходимости их совместного рассмотрения. Пример высотного распределения концентраций малых нейтральных компонент в атмосфере показан на рис. 6.12. Ниже представлены наиболее важные реакции малых нейтральных составляющих, включая диссоциацию, возбуждение и гашение возбужденных состояний [50, 131, 153, 510]:



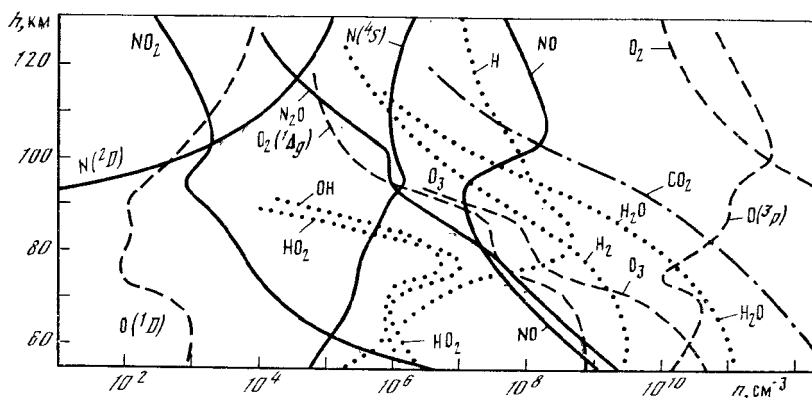
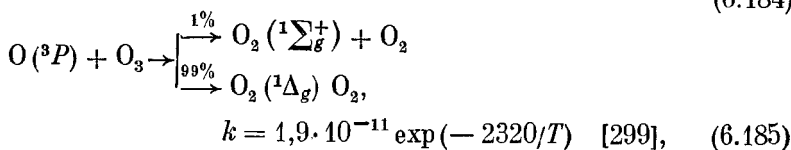
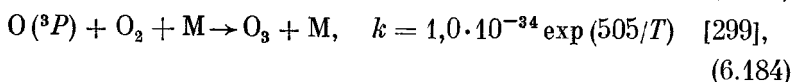
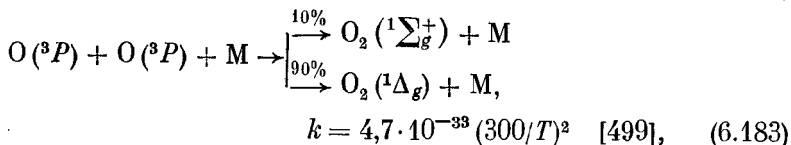
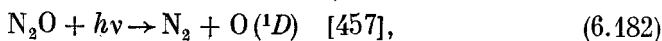
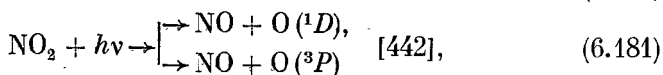
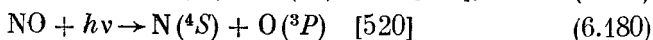
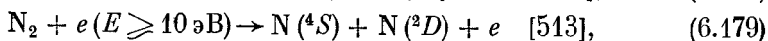
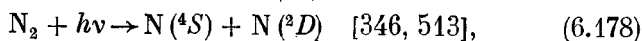
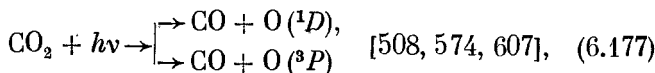
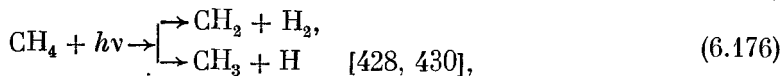
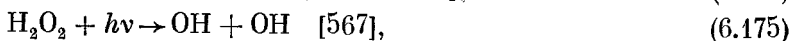
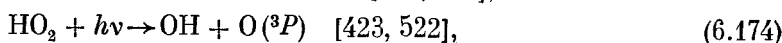
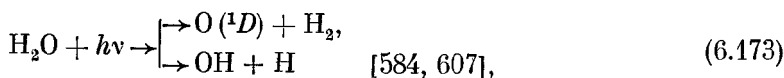
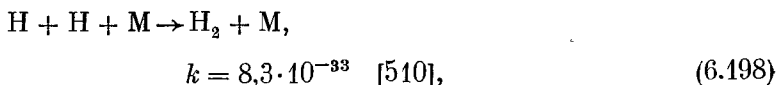
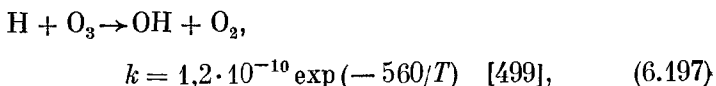
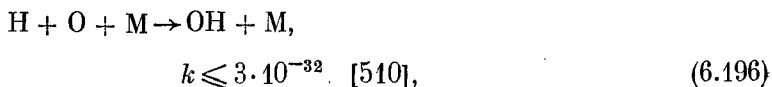
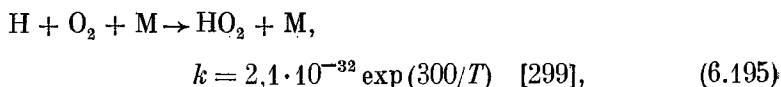
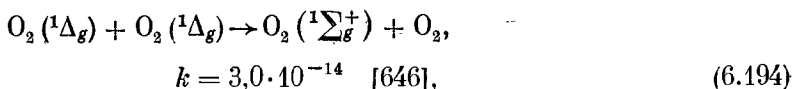
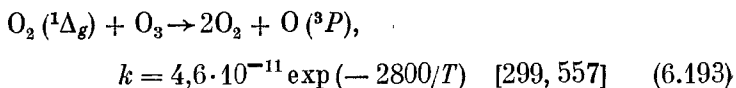
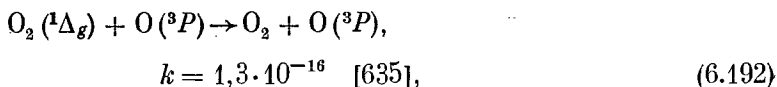
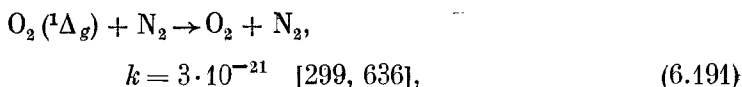
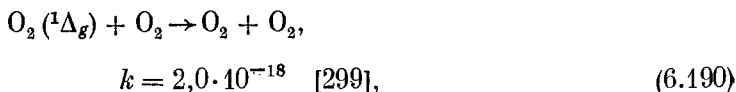
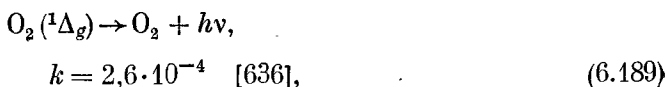
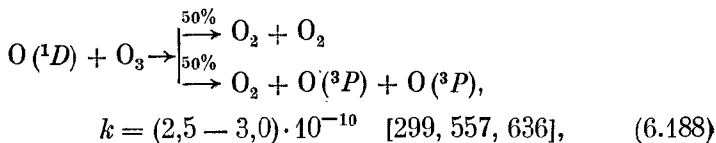
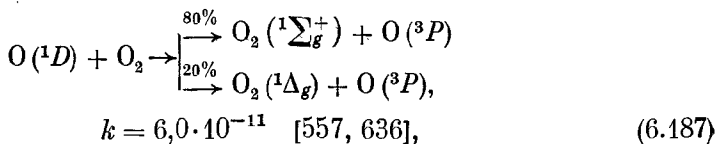
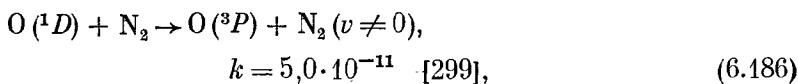
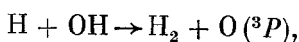


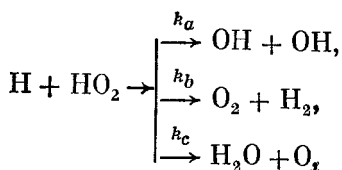
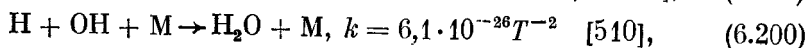
Рис. 6.12. Примеры высотного распределения концентраций малых нейтральных компонент [131]







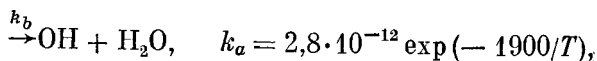
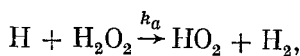
$$k = 1,4 \cdot 10^{-14} T \exp(-3500/T) \quad [510], \quad (6.199)$$



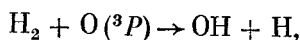
$$k_a = 4,2 \cdot 10^{-10} \exp(-950/T),$$

$$k_b = 4,2 \cdot 10^{-11} \exp(-350/T), \quad (6.201)$$

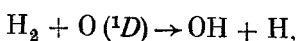
$$k_c = 8,3 \cdot 10^{-11} \exp(-500/T) \quad [510],$$



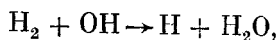
$$k_b = 3,7 \cdot 10^{-9} \exp(-5900/T) \quad [510], \quad (6.202)$$



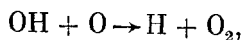
$$k = 3 \cdot 10^{-14} \exp(-4480/T) \quad [510], \quad (6.203)$$



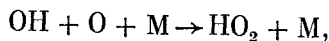
$$k = 2,9 \cdot 10^{-10} \quad [510], \quad (6.204)$$



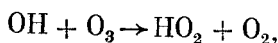
$$k = 1,8 \cdot 10^{-11} \exp(-2330/T) \quad [510], \quad (6.205)$$



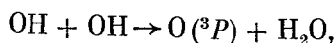
$$k = (3,0 \div 4,2) \cdot 10^{-11} \quad [299, 353], \quad (6.206)$$



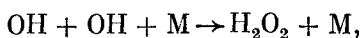
$$k = 1,4 \cdot 10^{-31} \quad [510], \quad (6.207)$$



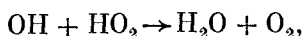
$$k = 1,6 \cdot 10^{-12} \exp(-1000/T) \quad [299, 510], \quad (6.208)$$



$$k = 1,0 \cdot 10^{-11} \exp(-550/T) \quad [299, 510], \quad (6.209)$$



$$k = 2,5 \cdot 10^{-33} \exp(2550/T) \quad [510], \quad (6.210)$$



$$k = (0,5 \div 2) \cdot 10^{-10} \quad [331, 510], \quad (6.211)$$

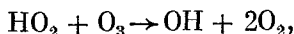


$$k = 1,7 \cdot 10^{-11} \exp(-910/T) \quad [299, 510], \quad (6.212)$$



$$k = 8,0 \cdot 10^{-11} \exp(-500/T) \quad [510],$$

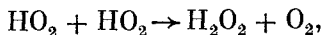
$$k = (1,0 \div 3,5) \cdot 10^{-11} \quad [299, 331], \quad (6.213)$$



$$k = 1,0 \cdot 10^{-13} \exp(-1250/T) \quad [510],$$

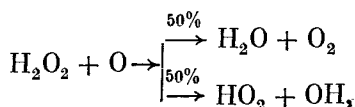
$$k = 1,7 \cdot 10^{-13} \exp(-1410/T) \quad [299], \quad (6.214)$$

$$k = 3,3 \cdot 10^{-14} \exp(-1000/T) \quad [353],$$

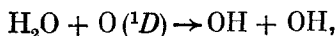


$$k = 3,0 \cdot 10^{-11} \exp(-500/T) \quad [393, 510],$$

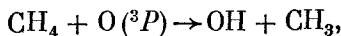
$$k = 1,7 \cdot 10^{-11} \exp(-505/T) \quad [299], \quad (6.215)$$



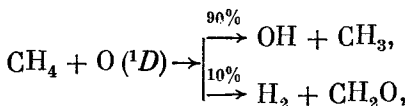
$$k = 2,8 \cdot 10^{-12} \exp(-2125/T) \quad [510], \quad (6.216)$$



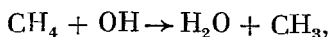
$$k = (3,0 \div 3,5) \cdot 10^{-10} \quad [299, 510, 557], \quad (6.217)$$



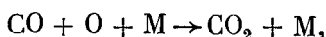
$$k = 3,5 \cdot 10^{-11} \exp(-4550/T) \quad [299, 510], \quad (6.218)$$



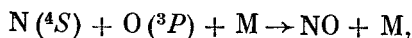
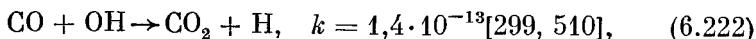
$$k = (2,2 \div 4,4) \cdot 10^{-10} \quad [510, 557], \quad (6.219)$$



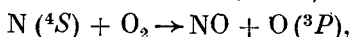
$$k = 3,0 \cdot 10^{-12} \exp(-1770/T) \quad [510], \quad (6.220)$$



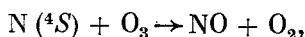
$$k = 2,2 \cdot 10^{-33} \exp(-1770/T) \quad [299], \quad (6.221)$$



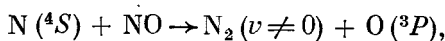
$$k = 6,9 \cdot 10^{-33} \exp(136/T) \quad [510], \quad (6.223)$$



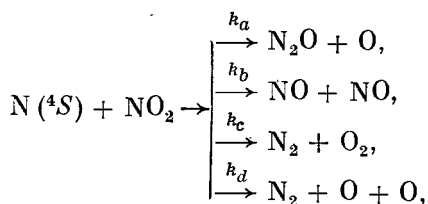
$$k = 1,1 \cdot 10^{-14} T \exp(-3150/T) \quad [510], \quad (6.224)$$



$$k = 5,7 \cdot 10^{-13} \quad [510], \quad (6.225)$$



$$k = 2,7 \cdot 10^{-11} \quad [510], \quad (6.226)$$



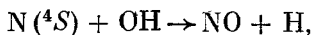
$$k_a = 8,0 \cdot 10^{-12},$$

$$k_b = 6,1 \cdot 10^{-12},$$

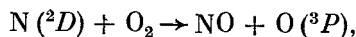
$$k_c = 1,9 \cdot 10^{-12},$$

$$k_d = 2,4 \cdot 10^{-12} \quad [510],$$

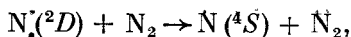
$$(6.227)$$



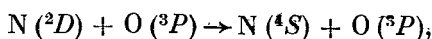
$$k = 5,3 \cdot 10^{-11} \quad [510], \quad (6.228)$$



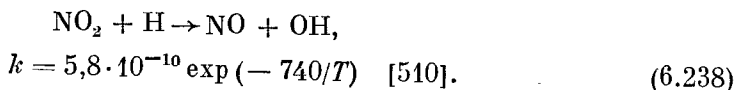
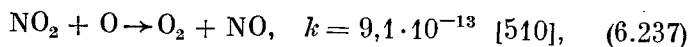
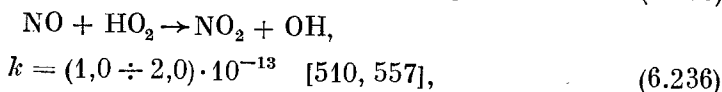
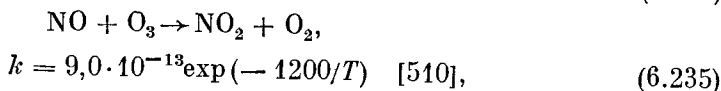
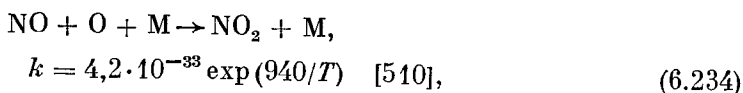
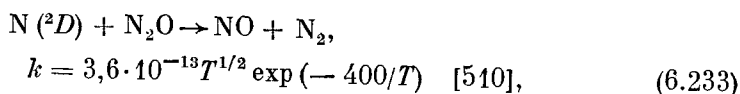
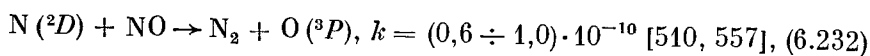
$$k = 8,0 \cdot 10^{-12} \quad [352], \quad (6.229)$$



$$k = 2,3 \cdot 10^{-14} \quad [510], \quad (6.230)$$



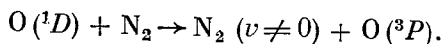
$$k = 2,2 \cdot 10^{-12} \quad [352], \quad (6.231)$$



6.2.3. Колебательно-возбужденный молекулярный азот. Колебательная температура

Процессы возбуждения и гашения колебательных уровней молекул N_2 представляют особый интерес, поскольку от распределения молекул N_2 по колебательным уровням существенно зависит скорость реакции (6.53): $\text{O}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$, которая является главным механизмом химических потерь ионов O^+ в F_2 -области, где эти ионы доминируют. От степени заселенности колебательных уровней N_2 зависит также скорость охлаждения электронного газа. Основными процессами возбуждения колебательных уровней молекул N_2 являются следующие.

1. Столкновения молекул N_2 с возбужденными атомами кислорода в состоянии $\text{O}(^1D)$, в которых электронное состояние $\text{O}(^1D)$ гасится, а колебательные уровни N_2 возбуждаются (реакция (6.186)):

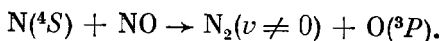


2. Столкновения молекул N_2 с тепловыми и сверхтепловыми электронами:

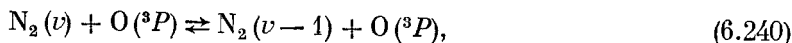


Направление процесса — прямой (возбуждение) или обратный (гашение) — зависит от соотношения между энергией электрона и колебательной энергией N_2 .

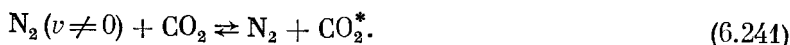
3. Экзотермическая реакция (6.226):



Гашение колебательно-возбужденных молекул N_2 происходит в столкновениях с атомами $\text{O}(^3\text{P})$ и молекулами CO_2 [480, 603]. В первом случае колебательная энергия молекулы N_2 переходит в кинетическую энергию атома $\text{O}(^3\text{P})$; возможен и обратный процесс:

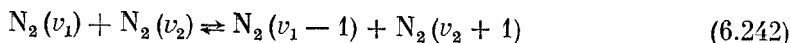


колебательно-поступательный обмен энергией может быть источником N_2^* (обратная реакция) в случае достаточно быстрых атомов $\text{O}(^3\text{P})$. В столкновениях с молекулами CO_2 возбуждаются колебательные уровни последних:



Обратный процесс в этом случае не эффективен как источник N_2^* из-за гашения CO_2^* путем излучения. Гашение N_2^* происходит также в обратных реакциях (6.239) и в реакции (6.53).

Обмен колебательной энергией в столкновениях между колебательно-возбужденными молекулами N_2 :



— ведет к установлению больцмановского распределения молекул N_2 по колебательным уровням. В приближении гармонического осциллятора уровни колебательной энергии молекулы N_2 отстоят один от другого на одинаковую величину, равную 0,29 эВ (колебательный квант), которой соответствует характеристическая температура $\Theta = 3353 \text{ K}$ [216]. В предположении больцмановского распределения молекул N_2 по колебательным уровням концентрация молекул, возбужденных до колебательного уровня v (концентрация на колебательном уровне v), запишется в виде

$$n_v = \frac{[\text{N}_2] \exp(-v\Theta/T_v)}{\sum_{v=0}^{\infty} \exp(-v\Theta/T_v)} = [\text{N}_2] \left[1 - \exp\left(-\frac{\Theta}{T_v}\right) \right] \exp\left(-v \frac{\Theta}{T_v}\right), \quad (6.243)$$

где $[\text{N}_2]$ — полная концентрация молекул N_2 ; T_v — колебательная температура. Величина

$$n \equiv \sum_{v=0}^{\infty} v n_v \quad (6.244)$$

представляет собой концентрацию колебательных квантов. При больцмановском распределении (6.243) через нее удобно выра-

зять колебательную температуру, поскольку в этом случае

$$n = [N_2] \frac{1}{\exp(\Theta/T) - 1}, \quad (6.245)$$

и

$$T_v = \frac{\Theta}{\ln(1 + [N_2]/n)}. \quad (6.246)$$

Чтобы рассчитать T_v , необходимо решить уравнение непрерывности для n :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \sum_v v \frac{\partial n_v}{\partial t} = \sum_v v [Q_v - L_v - \operatorname{div}(n_v \mathbf{V}_v)], \quad (6.247)$$

где Q_v и L_v — соответственно скорости образования и потерь молекул $N_2(v \neq 0)$; $\mathbf{V}_v$ — скорость переноса молекул N_2 , находящихся в v -м колебательном состоянии. При этом необходимо знать выход колебательных квантов в реакциях (6.186) и (6.226), т. е. количество энергии, переходящей в колебательную энергию N_2 в одной реакции, в единицах 0,29 эВ. Согласно измерениям [573, 618] в реакции (6.186) в колебательную энергию N_2 переходит 1/3 энергии возбуждения электронного состояния $O(^1D)$, равной 1,98 эВ, что соответствует выходу колебательных квантов на одну реакцию, равному 2,3. Для реакции (6.226) эта величина составляет около 4 [525, 621].

Расчеты содержания колебательно-возбужденных молекул N_2 в атмосфере проводились в работах [15, 34, 120, 200, 437, 498, 548, 562, 621, 630]. Было найдено, что в спокойной среднеширотной ионосфере на высотах ниже ~ 200 км имеет место больцмановское распределение молекул N_2 по колебательным уровням, во всяком случае для нижних уровней ($v \leq 3$) [15, 34]. С ростом высоты и номера уровня отклонения от больцмановского распределения увеличиваются. Для условий авроральных высыпаний энергичных электронов в работе [562] найдено, что больцмановское распределение устанавливается на высоте 200 км примерно через 1000 с, а на высоте 300 км — через 2000 с после резкого начала явления, длившегося 15 мин. Для условий устойчивых субавроральных красных дуг в [498] получено, что отклонения от больцмановского распределения (в стационарном состоянии) сильно зависят от интенсивности дуги и высоты, возрастая с высотой и номером уровня и уменьшаясь с ростом интенсивности дуги. Ниже 200 км отклонения невелики.

Соотношения между различными источниками и стоками колебательной энергии молекул N_2^* зависят от высоты, от уровня солнечной активности, от величины электронной температуры, от наличия высыпаний, их спектра и интенсивности. На средних широтах преобладающим источником N_2^* в области E является гашение $O(^1D)$ молекулами N_2 , в области $F2$ возрастает роль возбуждения N_2 тепловыми электронами [15]. В условиях авроральных высыпаний главным источником N_2^* являются вторичные электро-

ны [562], а в устойчивых субавроральных красных дугах, когда велика электронная температура, — тепловые электроны [498]. Среди механизмов потерь N_2^* на высотах ниже 120 км доминирует гашение N_2^* молекулами CO_2 [437]. На высотах выше 200 км основным стоком N_2^* является молекулярная диффузия [15, 437].

В спокойной дневной среднеширотной ионосфере типичные значения колебательной температуры T_v на высотах $h \sim 200 \div 300$ км составляют примерно 1000—1500 К, т. е. близки к кинетической температуре нейтрального газа T_n или несколько выше (на 100—300 К) [15, 120, 200, 437, 548, 630]. Заметные превышения T_v над T_n могут быть достигнуты лишь при достаточно высоких электронных температурах ($T_e \geq 2000$ К) и в условиях высыпаний. В субавроральных красных дугах T_v может достигать порядка 2500 К [498], а в случае авроральных высыпаний — 3000 К [624]. При таких значениях T_v влияние колебательно-возбужденных молекул N_2 на скорость потерь ионов O^+ в F2-области (в реакции (6.53)) становится весьма существенным, приводя к значительным понижениям электронной концентрации.

6.2.4. Упрощенные фотохимические модели.

Квадратичный и линейный законы потерь электронов.

Эффективный коэффициент рекомбинации

Запишем уравнение непрерывности электронов в фотохимическом приближении, т. е. в пренебрежении членов переноса. Это приближение справедливо в дневных условиях на высотах D-, E- и F1-областей ионосферы, поскольку на этих высотах изменения электронной концентрации за счет фотохимических процессов происходят быстрее, чем за счет процессов переноса. Соответствующие оценки характерных времен жизни и времен переноса сделаны в п. 6.3.1. Итак, имеем

$$\partial n_e / \partial t = Q_e - L_e, \quad (6.248)$$

где n_e , Q_e , L_e — концентрация, скорость образования и скорость исчезновения электронов соответственно. Рассмотрим простейший случай атмосферы, состоящей из молекул одного сорта.

В отсутствие процессов прилипания и отлипания электронов, существенных лишь в нижней части D-области, (6.248) запишется в виде

$$\partial n_e / \partial t = \partial n_i / \partial t = q - \alpha n_e^2, \quad (6.249)$$

где n_i — концентрация ионов; q — скорость ионизации; α — коэффициент рекомбинации. В стационарном случае (полуденные условия) имеем

$$n_e = \sqrt{q/\alpha}. \quad (6.250)$$

В однокомпонентной изотермичной атмосфере, ионизируемой монохроматическим излучением, скорость фотоионизации опреде-

ляется выражением (6.20) (простой чепменовский слой), подставляя которое в (6.250), получим

$$n_e = n_{em} \exp \left\{ \frac{1}{2} \left[1 - \frac{z - z_m}{H} - \exp \left(- \frac{z - z_m}{H} \right) \right] \right\}, \quad (6.251)$$

где

$$n_{em} = \sqrt{q_m(\chi = 0)/\alpha} \cos^{1/2} \chi, \quad (6.252)$$

χ — зенитный угол Солнца; $H = kT/mg$; $q_m(\chi = 0)$ — максимальное значение $q(z)$ при $\chi = 0$. Таким образом, в случае $\alpha = \text{const}$ зависимость электронной концентрации в максимуме простого слоя от зенитного угла Солнца (а, следовательно, суточные и сезонно-широтные вариации n_e) описывается законом $n_{em} \sim \cos^{1/2} \chi$. В реальной атмосфере на высотах E - и $F1$ -областей (90—180 км) образование электронов происходит путем ионизации молекул O_2 , N_2 и NO и атомов O , а исчезновение — в реакциях диссоциативной рекомбинации (6.46)—(6.48) с ионами O_2^+ , N_2^+ и NO^+ , так что

$$Q_e \equiv q_\Sigma = q(O_2) + q(N_2) + q(NO) + q(O), \quad (6.253)$$

$$L_e = n_e [k(O_2^+, e) n(O_2^+) + k(N_2^+, e) n(N_2^+) + k(NO^+, e) n(NO^+)], \quad (6.254)$$

причем $n(N_2^+) \ll n(O_2^+)$, $n(NO^+)$, так что

$$L_e \approx n_e [k(O_2^+, e) n(O_2^+) + k(NO^+, e) n(NO^+)]. \quad (6.255)$$

Вводя эффективный коэффициент рекомбинации

$$\alpha_{\text{эф}} \equiv k(O_2^+, e) n(O_2^+)/n_e + k(NO^+, e) n(NO^+)/n_e, \quad (6.256)$$

можно записать уравнение непрерывности для электронов в таком же виде, как и в теории простого слоя:

$$\partial n_e / \partial t = q_\Sigma - \alpha_{\text{эф}} n_e^2, \quad (6.257)$$

решением которого в стационарном случае будет

$$n_e = \sum_i n_i = \sqrt{q_\Sigma / \alpha_{\text{эф}}}, \quad (6.258)$$

однако зависимость в максимуме (или максимумах) n_e от зенитного угла Солнца будет отличаться от $\cos^{1/2} \chi$, хотя, как показывают наблюдения (см. п. 7.2.2), и не очень сильно: $n_{em} \sim \sim \cos^{0.5 \div 0.7} \chi$, а высотный ход $n_e(z)$ будет отличаться от $q_\Sigma^{1/2}(z)$ вследствие зависимости $\alpha_{\text{эф}}$ от электронной температуры и ионного состава, а следовательно, и от высоты.

Совершенно иная ситуация имеет место на высотах выше ~ 200 км, т. е. в $F2$ -области, где преобладают атомарные ионы O^+ . Здесь

$$n_e \simeq n(O^+) \quad (6.259)$$

и в фотохимическом приближении

$$\partial n_e / \partial t = \partial n(O^+) / \partial t = q(O) - L(O^+). \quad (6.260)$$

Ионы O^+ теряются в ионно-молекулярных реакциях (6.52) и (6.53) с молекулами O_2 и N_2 , превращаясь в молекулярные ионы O_2^+ и NO^+ , которые затем быстро рекомбинируют с электронами, так что

$$L(O^+) = n(O^+) [k(O^+, O_2) n(O_2) + k(O^+, N_2) n(N_2)]. \quad (6.261)$$

Обозначая

$$\beta \equiv k(O^+, O_2) n(O_2) + k(O^+, N_2) n(N_2), \quad (6.262)$$

где β — эффективный коэффициент потерь, можно записать (6.260) в виде:

$$\partial n_e / \partial t = q(O) - \beta n_e \quad (6.263)$$

с линейным законом потерь электронов. В стационарном случае

$$n_e = q(O) / \beta. \quad (6.264)$$

На высотах $h \geq 200$ км с ростом высоты $q(O)$ убывает пропорционально концентрации атомарного кислорода, т. е. $q(O) \sim \sim e^{-z/H(O)}$, где $H(O) = kT/m(O)g$, а β убывает пропорционально $n(N_2)$, т. е. $\beta \sim e^{-z/H(N_2)}$, где $H(N_2) = kT/m(N_2)g$. Таким образом, из (6.264) следует, что

$$n_e \sim \frac{\exp(-z/H(O))}{\exp(-z/H(N_2))} = \exp\left[\frac{m(N_2) - m(O)}{kT} g z\right], \quad (6.265)$$

т. е. электронная концентрация неограниченно растет с высотой, что, конечно, не наблюдается. Это противоречие обусловлено неприменимостью фотохимического приближения и соответственно уравнения (6.264) на больших высотах. В реальной атмосфере избыток плазмы, накапливающийся на больших высотах вследствие медленности ее химических потерь, сбрасывается вниз диффузией (см. п. 6.3.3).

Введение эффективных коэффициентов, определяющих суммарную скорость нескольких реакций, получило широкое распространение при моделировании D -области, для которой детальные фотохимические схемы еще не до конца разработаны и существуют большие неопределенности в коэффициентах отдельных реакций и концентрациях малых нейтральных составляющих.

При наличии отрицательных ионов имеем для D -области (с учетом процессов прилипания и отлипания электронов)

$$Q_e = q_\Sigma + \sum_m \sum_i p_{mi} n_i^- n_m + \sum_i j_i n_i^-, \quad (6.266)$$

$$L_e = \sum_i \alpha_i n_i^+ n_e + \sum_s k_s n_s n_e, \quad (6.267)$$

$$n_e = \sum_i n_i^+ - \sum_j n_j^- \equiv X^+ - X^-, \quad (6.268)$$

где p_{mi} — коэффициент отлипания электронов в столкновениях отрицательных ионов i -го сорта с нейтральными частицами сорта m ; n_m — концентрация нейтральных частиц сорта m ; n_i^- — концентрация отрицательных ионов i -го сорта; j_i — коэффициент фотоотлипания электронов от отрицательных ионов i -го сорта; α_i — коэффициент рекомбинации электронов с положительными ионами i -го сорта; n_i^+ — концентрация положительных ионов i -го сорта; k_s — коэффициент прилипания электронов к нейтральным частицам s -го сорта; X^+ , X^- — суммарные концентрации положительных и отрицательных ионов. Для X^+ можно записать:

$$\partial X^+ / \partial t = q_\Sigma - \sum_i \alpha_i n_i^+ n_e - \sum_{i,j} r_{ij} n_i^+ n_j^-, \quad (6.269)$$

где r_{ij} — коэффициент взаимной нейтрализации положительных ионов i -го сорта и отрицательных ионов j -го сорта. Для X^- имеем:

$$\partial X^- / \partial t = \sum_s k_s n_s n_e - \sum_i \left(\sum_m p_{mi} n_m + j_i \right) n_i^- - \sum_{i,j} r_{ij} n_i^+ n_j^-. \quad (6.270)$$

Введем эффективные коэффициенты диссоциативной рекомбинации α' , прилипания K , отлипания P электронов и взаимной нейтрализации положительных и отрицательных ионов R :

$$\alpha' \equiv \sum_i \alpha_i n_i^+ / X^+, \quad K = \sum_s k_s n_s, \quad (6.271)$$

$$P \equiv \sum_i \left(\sum_m p_{mi} n_m + j_i \right) n_i^- / X^-, \quad R \equiv \sum_{i,j} r_{ij} n_i^+ n_j^- / X^+ X^-. \quad (6.272)$$

Тогда для стационарных условий уравнения баланса (фотохимического равновесия) для электронов, положительных и отрицательных ионов примут вид:

$$0 = q_\Sigma + P X^- - \alpha' X^+ n_e - K n_e, \quad (6.273)$$

$$0 = q_\Sigma - \alpha' n_e X^+ - R X^+ X^-, \quad (6.274)$$

$$0 = K n_e - P X^- - R X^+ X^-. \quad (6.275)$$

Вводя

$$\lambda \equiv X^- / n_e, \quad (6.276)$$

можно переписать, например, (6.274), используя (6.268), в следующем виде:

$$0 = q_\Sigma - \alpha' (1 + \lambda) n_e^2 - R (1 + \lambda) \lambda n_e^2. \quad (6.277)$$

Обозначая, наконец,

$$\alpha_{эф} = (1 + \lambda)(\alpha' + R\lambda), \quad (6.278)$$

имеем

$$0 = q_\Sigma - \alpha_{эф} n_e^2, \quad (6.279)$$

где эффективный коэффициент рекомбинации $\alpha_{эф}$ не совпадает с полученным для E - и $F1$ -областей, но переходит в него при X^- , $\lambda \rightarrow 0$; в этом случае $\alpha_{эф} \rightarrow \alpha'$. В нестационарном случае вместо (6.279) будет

$$(1 + \lambda) \partial n_e / \partial t = q_{\Sigma} - \alpha_{эф} n_e^2. \quad (6.280)$$

Исследования $\alpha_{эф}$ в D -области показывают [62, 66, 67, 68, 85], что $\alpha_{эф}$ возрастает ото дня к ночи и убывает в периоды возмущений, когда резко возрастает электронная концентрация в нижней ионосфере, т. е. $\alpha_{эф} \sim 1/n_e$, так что $q_{\Sigma} \sim n_e$, а не n_e^2 . На высотах 60—80 км $\alpha_{эф}$ меняется в пределах $(0,5-20) \times 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, возрастая с уменьшением высоты. В верхней части D -области, где $\lambda \rightarrow 0$ и $\alpha_{эф} \rightarrow \alpha'$, изменчивость $\alpha_{эф}$ остается значительно более высокой, чем в E -области, из-за значительной изменчивости вклада ионов-связок, коэффициенты рекомбинации которых существенно больше коэффициентов рекомбинации первичных молекулярных ионов O_2^+ и NO^+ . Действительно, на этих высотах

$$\alpha_{эф} \approx \alpha' = (\alpha_1 + f^+ \alpha_2) / (1 + f^+), \quad (6.281)$$

где α_1 — эффективный коэффициент рекомбинации первичных молекулярных ионов NO^+ и O_2^+ ; α_2 — эффективный коэффициент рекомбинации ионов-связок, и величина $\alpha_{эф}$ существенно зависит от f^+ — отношения концентраций ионов-связок и первичных молекулярных ионов:

$$f^+ \equiv n(\text{св}^+) / [n(NO^+) + n(O_2^+)]. \quad (6.282)$$

В свою очередь, f^+ можно выразить через эффективный коэффициент B преобразования первичных молекулярных ионов в связи, определяемый из уравнения фотохимического равновесия для ионов связок:

$$[n(NO^+) + n(O_2^+)] B = \alpha_2 n(\text{св}^+) n_e, \quad (6.283)$$

т. е.

$$B = f^+ \alpha_2 n_e. \quad (6.284)$$

Таким образом, (6.281) можно переписать для верхней части D -области:

$$\alpha_{эф} \approx \alpha' = \frac{\alpha_1 + B/n_e}{1 + B/\alpha_2 n_e}, \quad (6.285)$$

а с учетом отрицательных ионов

$$\alpha_{эф} = (1 + \lambda) \left(\frac{\alpha_1 + B/n_e}{1 + B/\alpha_2 n_e} + R\lambda \right). \quad (6.286)$$

Величину B можно представить в виде

$$B = (B_{NO^+} \varphi^+ + B_{O_2^+}) / (1 + \varphi^+), \quad (6.287)$$

где

$$\varphi^+ \equiv n(\text{NO}^+)/n(\text{O}_2^+), \quad (6.288)$$

а B_{NO^+} , $B_{\text{O}_2^+}$ — эффективности преобразования ионов NO_2^+ и O_2^+ в ионы-связки. Согласно [68] из анализа ракетных измерений состава положительных ионов на высотах 80—85 км следует, что $B_{\text{O}_2^+} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ на $h = 80 \text{ км}$ и $2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ на $h = 85 \text{ км}$ практически независимо от условий, в то время как B_{NO^+} сильно зависит от условий, меняясь приблизительно пропорционально $1/n_e$, и составляет $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ на $h = 80 \text{ км}$ в дневных спокойных условиях.

Наконец, для α_2 в [67] предложено выражение

$$\alpha_2 = \frac{\alpha(\text{св}_1^+) + \beta/n_e}{1 + \beta[\alpha(\text{св}_2^+) n_e]^{-1}}, \quad (6.289)$$

где $\alpha(\text{св}_1^+) = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ — значение эффективного коэффициента рекомбинации ионов-связок св_1^+ , образующихся непосредственно из первичных ионов O_2^+ и NO^+ , а $\alpha(\text{св}_2^+) = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ — значение эффективного коэффициента рекомбинации ионов-связок св_2^+ , образующихся из св_1^+ в их последующем преобразовании, идущем с эффективностью β :

$$\beta n(\text{св}_1^+) = \alpha(\text{св}_2^+) n(\text{св}_2^+) n_e. \quad (6.290)$$

Как видно из (6.289), при больших n_e коэффициент $\alpha_2 \rightarrow \alpha(\text{св}_1^+)$, а при малых n_e $\alpha_2 \rightarrow \alpha(\text{св}_2^+)$.

Таким образом, упрощенные фотохимические модели D -области оперируют с небольшим числом эффективных параметров, характеризующих главным образом относительный ионный состав. Однако эти параметры сложным образом зависят от геофизических условий. Тем не менее использование упрощенных моделей в ряде случаев может быть более эффективным по сравнению с полными разветвленными фотохимическими моделями в силу неопределенностей в скоростях большого числа процессов.

6.3. Процессы переноса и их влияние на распределение заряженных частиц

6.3.1. Времена жизни и времена переноса

Рассматривавшееся в предыдущем разделе фотохимическое приближение справедливо на высотах, где времена жизни заряженных частиц относительно химических реакций малы по сравнению с характерными временами процессов переноса, т. е. где фотохимические процессы протекают быстрее процессов пе-

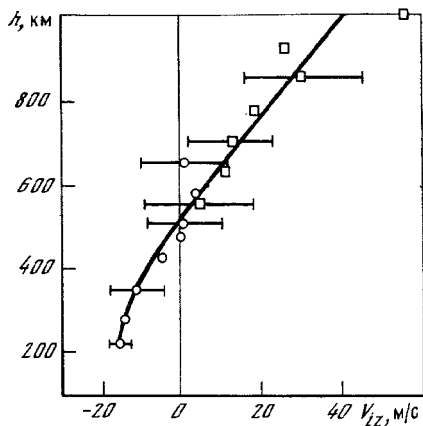


Рис. 6.13. Высотный профиль вертикальной ионной скорости по данным измерений некогерентного рассеяния в Миллстоун-Хилле [366]

$\simeq 10^3$ (ночь) $\div 10^5$ (день) см^{-3} ,

$$\tau_{\alpha}(h \simeq 100 \text{ км}) \simeq \begin{cases} 50 \text{ с днем,} \\ 5 \cdot 10^3 \text{ с ночью.} \end{cases} \quad (6.293)$$

Для F -области положим $k(\text{O}^+, \text{N}_2) \simeq 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Значения концентраций молекул N_2 оценим по модели нейтральной атмосферы CIRA-65 [347], согласно которой при $T = 700 \div 1500 \text{ К}$

$$n(\text{N}_2)|_{h=200 \text{ км}} = 2 \cdot 10^9 \div 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3},$$

$$n(\text{N}_2)|_{h=300 \text{ км}} = 2 \cdot 10^7 \div 6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3},$$

что дает

$$\tau_{\beta}(h = 200 \text{ км}) \simeq (2 \div 5) \cdot 10^2 \text{ с}, \quad \tau_{\beta}(h = 300 \text{ км}) \simeq (2 \div 50) \cdot 10^3 \text{ с} \quad (6.294)$$

Оценим теперь характерные времена переноса по вертикали. В E -области типичные вертикальные скорости ионов того же порядка, что и у нейтральных частиц, т. е. $1\text{--}10 \text{ м/с}$. Выбирая в качестве характерного вертикального масштаба в E -области величину 5 км , получим

$$\tau_E = H/V_{iz} \simeq 5 \cdot 10^2 \div 5 \cdot 10^3 \text{ с}. \quad (6.295)$$

Из сравнения (6.295) и (6.293) видно, что $\tau_E \gg \tau_{\alpha}$ в дневных условиях, а в ночных условиях $\tau_E \sim \tau_{\alpha}$. Это означает, что в дневное время в E -области фотохимические процессы преобладают над процессами переноса, тогда как в ночной E -области процессы

переноса. В противном случае необходимо решать полное уравнение непрерывности, включающее член с дивергенцией потока заряженных частиц. В соответствии с определением (3.18) время жизни электронов относительно процессов их уничтожения в D -, E - и $F1$ -областях будет

$$\tau_{\alpha} = \left| \frac{n_e}{\partial n_e / \partial t} \right| = \frac{1}{\alpha_{\text{эф}} n_e}, \quad (6.291)$$

а в $F2$ -области

$$\tau_{\beta} = 1/\beta \approx 1/k(\text{O}^+, \text{N}_2)n(\text{N}_2). \quad (6.292)$$

Выбирая для E -области $\alpha_{\text{эф}} \sim 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $n_e(h \simeq 100 \text{ км}) \simeq$ получаем

переноса могут конкурировать с фотохимическими процессами.

Для F -области характерные значения V_{iz} составляют ~ 20 м/с (рис. 6.13). Выбирая в качестве H величину 50 км, получим

$$\tau_F \simeq 2,5 \cdot 10^8 \text{ с.} \quad (6.296)$$

Из сравнения (6.296) и (6.294) следует, что $\tau_\beta(h = 200 \text{ км}) < \tau_F \leq \tau_\beta(h = 300 \text{ км})$, т. е. в области высот между 200 и 300 км происходит переход от преобладания фотохимических процессов к преобладанию процессов переноса, которые доминируют выше 300 км из-за экспоненциального роста времени жизни τ_β с высотой.

6.3.2. Одноионная замагниченная плазма (высоты 200—500 км).

Амбиполярная диффузия. Ветровое увлечение.
Электромагнитный дрейф

Рассмотрим простейший случай одноионной полностью замагниченной плазмы, который имеет место в ионосфере на высотах 200—500 км, т. е. в области максимума $F2$ -слоя. На этих высотах $n_e \simeq n(O^+)$, $\Omega_i \gg \nu_{in}$, где Ω_i — гирочастота ионов; ν_{in} — частота ион-нейтральных столкновений. Будем пренебрегать инерцией ионов, которая важна лишь на больших высотах, и термодиффузией, важной для примесных ионов. Движение электронов и ионов будем считать амбиполярным (см. разд. 3.2). С учетом этих упрощающих предположений мы придем от исходных векторных уравнений движения для ионов и электронов (3.50) к уравнениям (3.54), (3.58), причем в (3.54) следует опустить член R_i^k , описывающий ион-ионное трение. В этом случае для скорости движения ионов и электронов поперек геомагнитного поля будем иметь выражение (3.148), означающее движение со скоростью электромагнитного дрейфа, что является следствием замагниченности ионов и электронов.

Для скорости движения ионов вдоль магнитного поля будем иметь из (3.54) с учетом (3.51), (3.36) и (3.40)

$$0 = -\frac{\partial}{\partial s_{\parallel}} n_i k T + n_i m_i g_{\parallel} + n_i e E_{\parallel} - \sum_n n_i m_i \nu_{in} (V_{i\parallel} - V_{n\parallel}), \quad (6.297)$$

а для электронов из (3.58):

$$0 = -\frac{\partial}{\partial s_{\parallel}} n_e k T_e - n_e e E_{\parallel}, \quad (6.298)$$

где $s_{\parallel}$ — координата вдоль силовой линии геомагнитного поля; $E_{\parallel}$ — продольное электрическое поле; $V_{i\parallel}$, $V_{n\parallel}$, $g_{\parallel}$ — проекции векторов ионной скорости, скорости нейтральных частиц и ускорения свободного падения на направление B . Уравнение (6.298) определяет величину продольного электрического поля, обуслов-

ленного продольным градиентом электронного давления:

$$E_{\parallel} = - \frac{1}{n_e e} \frac{\partial}{\partial s_{\parallel}} n_e k T_e. \quad (6.299)$$

Это поле называют внутренним поляризационным электрическим полем, или внутренним полем амбиполярной диффузии. Оно возникает из-за разделения зарядов при движении электронов и ионов, обусловленного различием их масс.

Подставим выражение (6.299) для $E_{\parallel}$ в уравнение продольного движения ионов (6.297) и получим, пренебрегая различием в скоростях нейтральных частиц различных сортов:

$$\begin{aligned} V_{i\parallel} &= V_{n\parallel} + \frac{1}{n_i m_i \sum_n v_{in}} \left[n_i m_i g_{\parallel} - \frac{\partial}{\partial s_{\parallel}} n_i k (T_i + T_e) \right] \equiv \\ &\equiv V_{n\parallel} + V_d. \end{aligned} \quad (6.300)$$

Первый член ($V_{n\parallel}$) описывает так называемое *ветровое увлечение*. Оно возникает вследствие столкновений ионов с движущимся нейтральным газом, который в отсутствие инерции ионов мгновенно передает ионам составляющую своей скорости вдоль $\mathbf{B}$. Второй член (V_d) описывает амбиполярную диффузию. В неподвижном нейтральном газе $V_{i\parallel} = V_d$. Обозначим

$$T_p = T_i + T_e \quad (6.301)$$

(величину T_p называют *плазменной температурой*). Тогда для скорости амбиполярной диффузии имеем

$$\begin{aligned} V_d &= \frac{k T_p}{m_i \sum_n v_{in}} \left(\frac{m_i g_{\parallel}}{k T_p} - \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial s_{\parallel}} - \frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial s_{\parallel}} \right) = \\ &= -D_a \left(\frac{\sin I}{H_p} + \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial s_{\parallel}} + \frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial s_{\parallel}} \right), \end{aligned} \quad (6.302)$$

где

$$D_a \equiv k T_p / m_i \sum_n v_{in}; \quad H_p \equiv k T_p / m_i g; \quad (6.303)$$

I — наклонение геомагнитного поля; g — модуль ускорения свободного падения ($g > 0$), так что $g_{\parallel} = -g \sin I$, если координата $s_{\parallel}$ отсчитывается вверх от поверхности Земли. Величину D_a называют *коэффициентом амбиполярной диффузии*, а H_p — *плазменной шкалой высот*.

Рассмотрим вертикальную составляющую скорости амбиполярной диффузии. Учитывая, что $dz = ds_{\parallel} \sin I$, получим

$$(V_d)_z = V_d \sin I = -D_a \sin^2 I \left(\frac{1}{H_p} + \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial z} \right). \quad (6.304)$$

Это выражение по форме сходно с выражением (5.58) для вертикальной скорости молекулярной диффузии в нейтральном газе

в приближении малой компоненты, но имеются и два существенных различия. Первое состоит в наличии множителя $\sin^2 I$ в выражении (6.304) и отражает факт замагниченности плазмы: в $F2$ -области амбиполярная диффузия возможна только вдоль геомагнитного поля из-за неограниченной подвижности ионов и электронов вдоль $\mathbf{B}$ и запрещена в направлении поперек $\mathbf{B}$. Наличие вертикальной составляющей скорости амбиполярной диффузии в среднеширотной $F2$ -области обусловлено наличием вертикальной составляющей геомагнитного поля. На магнитном экваторе, где $\mathbf{B}$ параллельно земной поверхности, возможна только горизонтальная диффузия под действием горизонтальных градиентов давления.

Второе отличие заключается в том, что в выражение (6.304) входит не ионная T_i , а плазменная $(T_i + T_e)$ температура и соответствующая шкала высот H_p . Это является следствием существования внутреннего поляризационного электрического поля амбиполярной диффузии. Действительно, если мы положим, что $T_i \approx T_e$, т. е. $T_p \approx 2T_i$, $H_p \sim 2H_i$, то (6.304) можно записать в виде

$$(V_d)_z \approx -D_a \sin^2 I \left(\frac{m_i g}{2kT_i} + \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial z} \right). \quad (6.305)$$

Появление двойки в знаменателе первого члена (6.305) можно рассматривать как уменьшение вдвое массы диффундирующей частицы, в данном случае массы иона O^+ . Действительно, ионы диффундируют вместе с электронами, условно говоря, парами, каждая из которых движется как одна частица с массой, равной средней массе иона и электрона, т. е. $(m_i + m_e)/2 \simeq m_i/2$. Их удерживает друг около друга внутреннее поляризационное поле амбиполярной диффузии, которое возникает при разделении ионов и электронов по высоте из-за различия в их массах. Легкие электроны пытаются «всплыть» в поле силы тяжести относительно ионов, но возникающее при этом поле поляризации препятствует этому, обеспечивая амбиполярность — близость скоростей ионов и электронов.

Распределение концентрации ионов вдоль $\mathbf{B}$, которое обеспечивает равенство нулю скорости амбиполярной диффузии, называется *диффузионно-равновесным*. Оно имеет вид

$$n_i = n_{i0} \left(\frac{T_{p0}}{T_p} \right) \exp \left(- \int_{s_0}^s \frac{ds_{\parallel}}{H_p} \right), \quad (6.306)$$

где $n_{i0} = n_i(s_{\parallel} = s_0)$; $T_{p0} = T_p(s_{\parallel} = s_0)$. Соответствующее вертикальное распределение в случае $T_p = \text{const}$ и $g = \text{const}$ будет

$$n_i = n_{i0} \exp [(z - z_0)/H_p]. \quad (6.307)$$

Чем сильнее отличается распределение n_i от диффузионно-равновесного, тем больше V_d , т. е. тем быстрее идет диффузия. Другими

словами, источниками диффузии являются отклонения распределения n_i от диффузионно-равновесного. Характерное время переноса за счет диффузии τ_d , определяющее время установления диффузионного равновесия, оценивается с помощью выражения

$$\tau_d \simeq H_p/V_d \simeq H_p^2/D_a, \quad (6.308)$$

откуда следует, что $\tau_d \sim v_{in}$, т. е. экспоненциально убывает с высотой.

Обратимся теперь к члену $V_{n\parallel}$ в выражении (6.300), описывающему ветровое увлечение. Вертикальная составляющая этого члена можем быть записана в виде

$$(V_{n\parallel})_z = V_{nx} \sin I \cos I \cos D - V_{ny} \sin I \cos I \sin D + V_{nz} \sin^2 I, \quad (6.309)$$

где V_{nx} , V_{ny} , V_{nz} — меридиональная, зональная и вертикальная составляющие скорости нейтрального газа в декартовой системе координат с осью x , направленной в северном полушарии на географический юг, осью y — на восток, осью z — в зенит; I и D — наклонение и склонение геомагнитного поля. С учетом того, что обычно $V_{nz} \ll V_{nx}$, V_{ny} , и пренебрегая эффектами склонения, т. е. различием между географическими и геомагнитными координатами, можно записать

$$(V_{n\parallel})_z \approx V_{nx} \sin I \cos I. \quad (6.310)$$

Отсюда следует, что вертикальная составляющая скорости ветрового увлечения ионов обусловлена главным образом меридиональной составляющей скорости горизонтального движения нейтрального газа. Это является следствием, с одной стороны, замагниченности ионов, т. е. ограничения их подвижности поперек B , с другой стороны — гидростатического равновесия в нейтральном газе, ограничивающего подвижность нейтрального газа вдоль g . Из (6.310) также следует, что движения нейтрального газа к экватору вызывают движения ионов вверх по силовым линиям геомагнитного поля, а движения нейтрального газа к полюсу вызывают движения ионов вниз по геомагнитным силовым линиям.

Вертикальная составляющая скорости электромагнитного дрейфа (3.148) запишется в виде

$$(V_{i\perp})_z = c(E_x/B) \cos I \sin D + c(E_y/B) \cos I \cos D, \quad (6.311)$$

где B — модуль геомагнитного поля; E_x и E_y — направленные на географический юг и восток в Северном полушарии компоненты электрического поля. В пренебрежении эффектами склонения имеем

$$(V_{i\perp})_z \approx c(E_y/B) \cos I, \quad (6.312)$$

т. е. основной вклад в вертикальный дрейф вносит зональное электрическое поле. Поле, направленное на восток, вызывает дрейф плазмы вверх, а поле, направленное на запад, — дрейф плазмы вниз.

Таким образом, окончательно для вертикальной скорости ионов O^+ на высотах 200—500 км, т. е. в окрестности максимума $F2$ -слоя, можем записать:

$$V_{iz} = (V_{d\parallel})_z + (V_{n\parallel})_z + (V_{i\perp})_z = -D_a \sin^2 I \left(\frac{1}{H_p} + \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + V_{nx} \sin I \cos I \cos D - V_{ny} \sin I \cos I \sin D + V_{nz} \sin^2 I + c(E_x/B) \cos I \sin D + c(E_y/B) \cos I \cos D. \quad (6.313)$$

Это выражение совпадает с выражением (3.151), если учесть, что выражение (3.152) для F_i можно переписать в следующем виде, используя (6.299):

$$F_i = \frac{k}{n_i} \frac{\partial}{\partial z} n_i T_i + \frac{k}{n_e} \frac{\partial}{\partial z} n_e T_e + m_i g. \quad (6.314)$$

В п. 3.6.2 после формулы (3.153) указано, каким образом выражение для V_{iz} может быть обобщено на случай наличия термодиффузии и ион-ионного трения, которые необходимо учитывать на высотах больше 500 км, где появляются, а с дальнейшим ростом высоты начинают преобладать ионы H^+ и He^+ .

6.3.3. Роль процессов вертикального переноса в формировании $F2$ -слоя.

Ионосферно-протоносферные потоки

Уравнение непрерывности для ионов O^+ (высоты 200—500 км). Чтобы исследовать роль процессов переноса в формировании вертикального распределения концентрации заряженных частиц в $F2$ -области, необходимо решать уравнение непрерывности (3.31) для ионов O^+ , которое в общем случае является трехмерным. Учет трехмерности важен в высоких и низких широтах, где весьма значительны эффекты не только вертикального, но и горизонтального переноса заряженных частиц. Они будут рассмотрены в п. 6.3.9 и в следующей главе. Здесь мы ограничимся выяснением роли процессов вертикального переноса, которые являются преобладающими на высотах $F2$ -области в средних широтах. Будем пренебрегать расходимостью и кривизной силовых линий геомагнитного поля, что допустимо на высотах ниже ~ 1000 км. Уравнение непрерывности для ионов в этом случае примет вид (3.149).

Выражения для скоростей образования и потерь на высотах 200—500 км для преобладающих здесь ионов O^+ можно записать в следующем виде:

$$Q_i = q, \quad L_i = \beta n_i, \quad (6.315)$$

где q — скорость ионизации атомарного кислорода; β — линейный коэффициент потерь, определяемый выражением (6.262). Обозначим

$$w \equiv (V_{n\parallel})_z + (V_{i\perp})_z, \quad (6.316)$$

где w — суммарная скорость вертикального переноса ионов за счет ветрового увлечения и электромагнитного дрейфа. Уравнение непрерывности (3.149) можно теперь записать в виде

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D_a \sin^2 I \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial z} + \frac{n_i}{H_p} \right) - w n_i \right] - \beta n_i + q. \quad (6.317)$$

Уравнение (6.317) должно быть дополнено граничными условиями на нижней ($z \simeq 200$ км) и верхней ($z \simeq 500$ км) границах рассматриваемой области. Поскольку вблизи нижней границы еще справедливо фотохимическое приближение, то в качестве нижнего граничного условия можно использовать решение уравнения непрерывности, записанного в фотохимическом приближении, т. е. в пренебрежении членом переноса.

Задание верхних граничных условий сталкивается с той трудностью, что выбранная в качестве верхней границы высота 500 км не является естественной жесткой стенкой для ионов O^+ , они свободно перетекают через эту границу. Эту трудность можно обойти, если включать в рассмотрение совместно с $F2$ -областью всю плазму и проводить интегрирование моделирующих уравнений вдоль силовых линий геомагнитного поля с учетом их кривизны и расходимости от нижней ионосферы одного полушария до сопряженной нижней ионосферы другого полушария, задавая граничные условия на концах силовых линий. Другой возможностью является использование в качестве верхних граничных условий экспериментальных данных о концентрации ионов O^+ или о потоке этих ионов на высотах ~ 500 км. Задание потока ионов $\Phi(t)|_{z=z_1} = n_i V_{iz}|_{z=z_1}$ равносильно заданию линейной комбинации неизвестной функции n_i и ее вертикальной производной $\partial n_i / \partial z$ на верхней границе:

$$\left[\frac{\partial n_i}{\partial z} + \left(\frac{1}{H_p} + \frac{r_1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial z} - \frac{w}{D_a \sin^2 I} \right) n_i \right]_{z=z_1} = \frac{\Phi(t)}{D_a \sin^2 I} \Big|_{z=z_1}. \quad (6.318)$$

Обширные сведения о потоках ионов O^+ в верхней части $F2$ -области среднеширотной ионосферы получены с помощью установки некогерентного рассеяния в Миллстоун-Хилле (см., например, [366, 367]). Было найдено, что в дневное время поток ионов O^+ в верхней части области $F2$ направлен в среднем вверх и составляет около $1 \cdot 10^8$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$, ночью поток примерно такой же или несколько меньшей величины направлен вниз. Ниже мы рассмотрим, как влияют такие потоки на концентрацию плазмы в $F2$ -слое, а пока обратимся к простейшему случаю задания нулевого потока на верхней границе.

Рассмотрим стационарный случай ($\partial n_i / \partial t = 0$) в отсутствие ветрового увлечения и электромагнитных дрейфов ($w = 0$). Изучим сначала асимптотическое поведение решения вблизи верхней

и нижней границ. Вблизи нижней границы, где $\tau_\beta \ll \tau_d$, диффузией можно пренебречь и распределение n_i стремится к фотохимическому равновесию (6.264). Вблизи верхней границы, напротив, $\tau_d \ll \tau_\beta$ и можно пренебречь фотохимическими процессами, т. е. членами q и βn_i в уравнении (6.317), которое в этом случае принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[D_a \sin^2 I \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial z} + \frac{n_i}{H_p} \right) \right] = 0. \quad (6.319)$$

Условие равенства нулю вертикального потока ионов на верхней границе при $w = 0$ эквивалентно предположению о диффузионно-равновесном распределении концентрации ионов вблизи верхней границы, удовлетворяющем уравнению (6.319). Таким образом, решение выявляет экспоненциальный рост n_i с высотой вблизи нижней границы со шкалой высот молекулярного азота, поскольку $\beta \sim n(N_2)$, и экспоненциальное падение n_i с высотой вблизи верхней границы с плазменной шкалой высот. Очевидно, что в промежутке между этими участками, где сравниваются τ_β и τ_d , т. е. где осуществляется переход от области преобладания фотохимических процессов к области преобладания диффузии, должен находиться максимум высотного распределения n_i .

Роль диффузии и вертикального дрейфа. Формирование максимума $n_i(z)$ осуществляется посредством диффузии, которая сбрасывает плазму вниз в область быстрых химических потерь и тем самым препятствует накоплению плазмы на больших высотах, которое имело бы место за счет только фотохимических процессов. Действительно, последние ведут к распределению $n_i(z)$ с $\partial n_i / \partial z > 0$, которое при $\partial T_p / \partial z > 0$ (что обычно имеет место) приводит к $(V_d)_z < 0$, т. е. к диффузии, направленной вниз.

При наличии вертикальной составляющей ветрового увлечения или электромагнитного дрейфа, т. е. при $w \neq 0$, с диффузионным потоком $n_i(V_d)_z$ складывается поток $n_i w$. Если $w > 0$ (дрейф направлен вверх), то этот поток противодействует диффузии, т. е. замедляет результирующий снос плазмы вниз. Если $w < 0$, то дрейф работает в ту же сторону, что и диффузия. При не зависящей от высоты скорости дрейфа $F2$ -слой перемещается по вертикали, незначительно изменяя форму высотного профиля $n_i(z)$. Высота максимума $F2$ -слоя при $w > 0$ увеличивается и увеличивается электронная концентрация в максимуме слоя, поскольку с ростом высоты возрастает q/β . При $w < 0$, напротив, $h_m F2$ и $n_m F2$ уменьшаются. В случае скорости дрейфа, зависящей от высоты и тем более меняющей знак, как это имеет место при прохождении, например, внутренних гравитационных волн через $F2$ -область, ситуация существенно усложняется: плазма на некоторых высотных участках может сгоняться в одно место, на других — напротив, расходиться из данного места, что приводит к деформациям формы высотного профиля электронной концентрации.

Соотношения для параметров максимума $F2$ -слоя. Из аналитических решений уравнения непрерывности для некоторых упрощенных ситуаций и анализа численных решений для реалистических условий в [89] были получены простые полезные соотношения между значениями параметров n_e , q , β , D_a , $H(O)$, $n(O)$, w на уровне максимума $F2$ -слоя, где $H(O)$ и $n(O)$ — соответственно шкала высот и концентрация атомарного кислорода. Так, для случая дневной стационарной $F2$ -области, образованной в изотермической нейтральной атмосфере при $w = 0$ и $T_p = 2T_n$, найдено

$$n_m F2 = 0,73 q_m / \beta_m, \quad \beta_m = 0,54 D_{am} / H(O)^2, \quad (6.320)$$

где индекс m указывает, что значения параметров берутся на высоте максимума $F2$ -слоя. В [136] для $w = 0$ получено

$$h_m F2 = 110 + T_\infty(K)/6, \quad (6.321)$$

где высота $h_m F2$ выражена в км. При использовании модели нейтральной атмосферы MSIS [410, 412] в [89] путем аппроксимации результатов численных расчетов для дневной среднеширотной $F2$ -области с учетом $w \neq 0$ (но постоянной по высоте) были получены следующие соотношения:

$$\lg [n_m F2 (\text{см}^{-3})] = 1,08 \lg n(O) - 0,65 \lg \beta + 9 \cdot 10^{-3} w + \lg (I/I_{144}) - 5,8, \quad (6.322)$$

$$h_m F2 (\text{км}) = 50 \lg n(O) + 50 \lg \beta + 1,55 w + 30, \quad (6.323)$$

где значения параметров нейтральной атмосферы (в ед. СГС) берутся на высоте 300 км; w выражается в м/с, а значения коэффициентов $k(O^+, O_2)$ и $k(O^+, N_2)$ реакций (6.52), (6.53), входящих в β , берутся согласно [478]; I/I_{144} — отношение полного потока солнечного ионизирующего излучения к потоку при индексе солнечной активности $F_{10,7} = 144$. В диапазоне значений индекса солнечной активности $F_{10,7} = 120 \div 180$ выражения (6.322) и (6.323) аппроксимируют результаты численных расчетов с точностью $\pm 0,1$ для $\lg n_m$ и ± 10 км для h_m . Для ночных условий в [197] получено:

$$\bar{h}_m F2 (\text{км}) = 40 \lg n(O) + 40 \lg \beta + w + 112. \quad (6.324)$$

Приведенные выражения наглядно демонстрируют зависимость электронной концентрации в максимуме $F2$ -слоя от соотношения между $n(O)$ и β , т. е. от отношения концентрации атомарного кислорода к концентрации молекулярных компонент N_2 и O_2 : чем выше это отношение, тем больше $n_m F2$. В то же время высота максимума $F2$ -слоя пропорциональна суммарной концентрации нейтральных частиц, т. е. общей плотности.

В дневное время и $n_m F2$, и $h_m F2$ пропорциональны скорости направленного вверх дрейфа, в ночных условиях из-за отсутствия источника ионизации такая связь с w сохраняется только для $h_m F2$, поскольку $n_m F2$ в этом случае может расти лишь до неко-

торого стационарного предела, соответствующего полному прекращению рекомбинации, а, кроме того, по мере подъема F_2 -слоя роль рекомбинации падает по сравнению с ролью диффузии и соответственно потоков плазмы на верхней границе.

Влияние потоков на верхней границе. Обратимся к стационарному уравнению непрерывности (6.319), записанному без дрейфов, источников и потерь и приближенно описывающему поведение ионов вблизи верхней границы рассматриваемой области. Помимо рассмотренного уже случая $(V_d)_z = 0$ этому уравнению удовлетворяет также решение

$$n_i(V_d)_z = \text{const} = \Phi, \quad (6.325)$$

где Φ — значение потока на верхней границе. Запишем (6.325) в виде

$$\frac{\partial n_i}{\partial z} + n_i \left(\frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial z} + \frac{1}{H_p} \right) = \frac{\Phi}{D_a \sin^2 I}. \quad (6.326)$$

Упростим далее задачу. Пусть $T_p = \text{const}$, $D_a = D_0 \exp [(z - z_0)/H]$, где $H \equiv H(0)$ — шкала высот атомарного кислорода; z_0 — высота нижней границы; D_0 — значение D_a на этой высоте. Тогда (6.326) примет вид

$$\frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{H_p} = \frac{\Phi}{D_0 \sin^2 I} \exp \left(-\frac{z - z_0}{H} \right). \quad (6.327)$$

При $\Phi = 0$ получаем статическое диффузионное равновесие:

$$n_i^{(1)} = n_{i0} \exp [-(z - z_0)/H_p]. \quad (6.328)$$

Решение

$$n_i^{(2)} = n_{i0} \exp [-(z - z_0)/H] \quad (6.329)$$

удовлетворяет уравнению (6.327) в случае, когда

$$\Phi = \frac{n_{i0} D_0 \sin^2 I}{H} \left(1 - \frac{H}{H_p} \right) \equiv \Phi_{\text{кр}}. \quad (6.330)$$

В общем случае решение уравнения (6.326) можно записать в виде

$$n_i(z) = n_i^{(1)} (1 - \Phi/\Phi_{\text{кр}}) + n_i^{(2)} (\Phi/\Phi_{\text{кр}}). \quad (6.331)$$

Стационарное распределение концентрации (6.331) с постоянным ненулевым потоком соответствует так называемому динамическому диффузионному равновесию.

$\Phi > 0$ (*дневные условия*). Из (6.331) видно, что значение потока на верхней границе в случае $\Phi > 0$ не может превышать $\Phi_{\text{кр}}$. Как следует из (6.330), величина критического потока $\Phi_{\text{кр}}$ определяется параметрами D_0 , H , H_p , n_{i0} , т. е. температурами заряженных и нейтральных частиц, концентрацией атомарного кислорода и концентрацией ионов атомарного кислорода на уровне $z = z_0$. Последняя, в свою очередь, определяется источниками

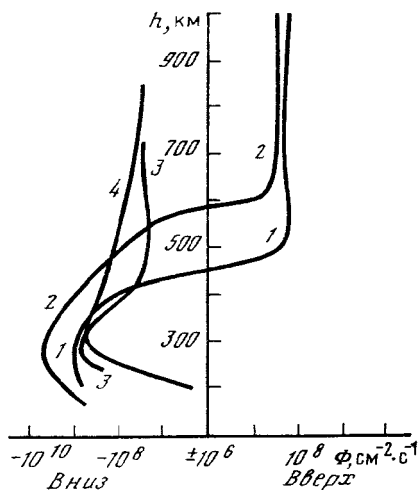


Рис. 6.14

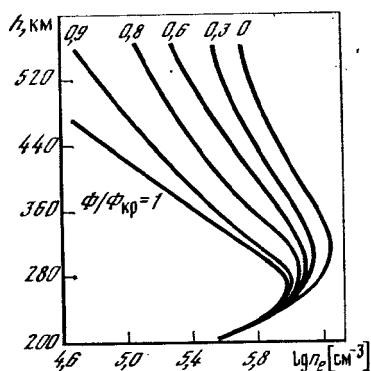


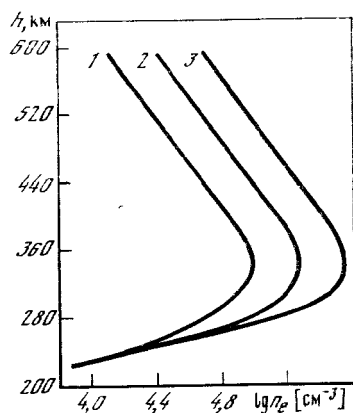
Рис. 6.14. Примеры высотных профилей потоков ионов O^+ по данным измерений некогерентного рассеяния в Миллстоун-Хилле для дневных (1, 2) и ночных (3, 4) условий [366, 367]

1, 4—5/6.II.69 г.,
2, 3—20/21.XI.69 г.

Рис. 6.15. Высотные профили электронной концентрации в дневной $F2$ -области при различных направленных вверх потоках $(\Phi/\Phi_{кр})$ на верхней границе [89]

Рис. 6.16. Высотные профили электронной концентрации в ночной $F2$ -области при различных направленных вниз потоках на верхней границе [89]

1 — $\Phi = -5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$,
2 — -10^8 , 3 — $-2 \cdot 10^8$



заряженных частиц ниже этого уровня. Таким образом, критический поток представляет собой максимальный стационарный диффузионный поток вверх, который могут поддерживать заданные источники заряженных частиц в заданной нейтральной атмосфере.

В смеси O^+ и O для типичных условий $F2$ -области $\Phi_{кр} \sim 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Этому потоку соответствует распределение концентрации ионов O^+ со шкалой высот атомарного кислорода. При фиксированном значении n_{i0} на уровне $z = z_0$ решение с $\Phi = \Phi_{кр}$ дает минимальные значения n_i на высотах выше z_0 по сравнению с решениями для $\Phi < \Phi_{кр}$. Заметим, что с ростом высоты второй член в решении (6.331) убывает быстрее, чем пер-

вый. На больших высотах преобладает первый член, соответствующий статическому диффузионному равновесию со шкалой H_p , но чем ближе Φ к $\Phi_{кр}$, тем до больших высот распределение $n_i(z)$ характеризуется шкалой высот H .

При наличии источников и потерь все сказанное будет относиться лишь к области высот существенно выше максимума $F2$ -слоя, где преобладает диффузия. Поскольку в окрестности максимума слоя диффузионный поток должен быть направлен вниз, чтобы обеспечить само существование максимума $F2$ -слоя, то при $\Phi > 0$ на верхней границе должна иметь место смена знака скорости диффузии в интервале высот между максимумом $F2$ -слоя и верхней границей, что и наблюдается в действительности (см. рис. 6.13 и 6.14).

Результаты численного решения стационарного уравнения непрерывности для ионов O^+ с учетом источников и потерь для дневных условий при задании различных значений потока $\Phi > 0$ на верхней границе представлены на рис. 6.15. Как видно из этого рисунка, с увеличением Φ $n_m F2$ и $h_m F2$ уменьшаются. В среднеширотной ионосфере значения потоков в верхней части дневной $F2$ -области по данным некогерентного рассеяния составляют величины $\Phi \leq 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [366, 367], т. е. существенно меньше $\Phi_{кр}$ ($\leq 0,1 \Phi_{кр}$). Такие потоки слабо влияют на распределение электронной концентрации в дневном $F2$ -слое [79, 177], которое в своей верхней части близко к статическому диффузионно-равновесному.

$\Phi < 0$ (ночные условия). В ночных условиях $q \approx 0$, и, поскольку β быстро убывает с высотой, приближение, не учитывающее источников и потерь, больше отвечает реальности, чем в случае дневных условий. Далее, из наблюдений известно, что ночью в верхней части $F2$ -области $\Phi < 0$, т. е. в $F2$ -область поступает плазма из протоносферы. Нетрудно показать, что в этом случае, т. е. при $\Phi < 0$, решение (6.331) имеет максимум на высоте z_m , которая находится из условия равенства $\partial n_i / \partial z = 0$ при $z = z_m$:

$$z_m = \ln \left(\frac{x}{x-1} \frac{H_p}{H} \right) \left(\frac{1}{H} - \frac{1}{H_p} \right), \quad (6.332)$$

где $x \equiv \Phi / \Phi_{кр}$; z_m отсчитывается от уровня $z = 0$. Выберем нижнее граничное условие $n_0|_{z=0} = 0$. Тогда $\Phi_{кр} = 0$ (поток вверх невозможен), $x = -\infty$ (при $\Phi < 0$) и

$$z_m = \ln \left(\frac{H_p}{H} \right) \left(\frac{1}{H} - \frac{1}{H_p} \right). \quad (6.333)$$

Распределение $n_i(z)$ (6.331) в этом случае имеет вид

$$n_i(z) = \frac{n_m}{1/H - 1/H_p} \left[\exp \left(-\frac{z - z_m}{H} \right) - \frac{H}{H_p} \exp \left(-\frac{z - z_m}{H_p} \right) \right], \quad (6.334)$$

где n_m — значение концентрации ионов в максимуме слоя, т. е. на уровне z_m . В работе [204] показано, что распределение (6.334)

близко по форме к простому чепменовскому слою. Как видно из (6.332), (6.333), высота максимума $F2$ -слоя при $\Phi < 0$ не зависит от потока на верхней границе (при $n_0 = 0$) или зависит весьма слабо (при $n_0 \neq 0$). Это подтверждается также и численными расчетами для реалистичных условий [79, 89, 177], хотя самосогласованный учет изменений концентрации и температуры электронов и скорости термосферных ветров, а также эффектов нестационарности при изменении направленного вниз потока на верхней границе приводит к вариациям $h_m F2$ порядка 10—15 км [79]. Основной же эффект от увеличения направленного вниз потока плазмы из протоносферы, как это следует из (6.331) и видно из рис. 6.16, состоит в увеличении электронной концентрации по всему профилю $n_e(z)$ — от верхней границы до высот, где рекомбинация начинает преобладать над диффузией.

6.3.4. Статическое распределение заряженных частиц в многокомпонентной внешней ионосфере

Выше $h \sim 500$ км одноионное приближение перестает быть справедливым: наряду с ионами O^+ появляются и с дальнейшим ростом высоты начинают преобладать ионы H^+ и в меньшем количестве He^+ . Ионы H^+ образуются в прямой реакции $O^+ + H \rightleftharpoons H^+ + O$, которую называют резонансной перезарядкой из-за случайной близости, почти совпадения потенциалов ионизации O и H , вследствие чего реакция протекает очень быстро. Исчезают ионы H^+ в обратной реакции (6.72). Высота перехода от преобладания ионов O^+ к преобладанию ионов H^+ находится чаще всего в пределах 600—1500 км. В этой переходной области ионы O^+ и H^+ находятся в сопоставимых количествах, выше доминируют ионы H^+ (*протоносфера*), а ионы O^+ можно считать малой примесью или вообще пренебрегать ими. Ионы He^+ , образующиеся путем фотоионизации атомов гелия и исчезающие в реакциях (6.85), (6.86), являются примесными, и лишь в редких случаях их содержание сопоставимо с содержанием ионов H^+ .

В меридиональном сечении протоносфера делится на внутреннюю область — *плазмосферу*, ограниченную силовыми линиями геомагнитного поля с $L \sim 4$, в которой наблюдается плотная плазма, движущаяся обычно с дозвуковыми скоростями, и внешнюю область разреженной плазмы, в которой могут иметь место сверхзвуковые движения типа *полярного ветра*. Границе между этими областями, заметно изменяющей свое положение в зависимости от уровня магнитной активности, у основания протоносферы соответствует так называемый *провал легких ионов*, в котором (и к полюсу от которого) уровень перехода от ионов O^+ к ионам H^+ располагается значительно выше (на ~ 500 км и более), чем в плазмосфере. На больших высотах и в экваториальной плоскости эту границу называют *плазмопаузой*.

Как уже отмечалось, протоносфера является стоком, резервуаром плазмы, диффундирующей вверх из $F2$ -области под дей-

ствием повышенного давления в ней в дневное время. В ночное время в результате падения давления вниз из-за рекомбинации этот резервуар опустошается истечением плазмы вниз, являясь источником плазмы для ночной $F2$ -области. В процессе этих перемещений плазма перерабатывается из кислородной в водородную и обратно. Сам процесс движений представляет собой амбиполярную диффузию, которая в протоносфере имеет ряд особенностей в отличие от рассмотренной выше диффузии в области высот 200—500 км. Эти особенности заключаются в том, что вследствие больших пространственных масштабов процесса становится необходимым учитывать кривизну и расходимость геомагнитного поля, изменение силы тяжести с высотой, наличие центробежной силы, связанной с вращением Земли.

Экспоненциальный рост коэффициента диффузии с высотой из-за падения частоты столкновений ведет к возрастанию скорости диффузии до звуковых и сверхзвуковых значений, что указывает на необходимость учета инерции ионов. В переходной области между $F2$ -слоем и протоносферой необходимо учитывать многокомпонентность плазмы. В то же время ряд изученных свойств диффузии ионов O^+ в газе из атомов кислорода аналогичным образом проявляется в диффузии ионов H^+ в газе из атомов водорода.

Рассмотрим сначала распределение заряженных частиц в переходной области между верхней частью $F2$ -слоя и основанием протоносферы, где присутствуют в сравнимых количествах ионы O^+ и H^+ . В фотохимическом приближении концентрация ионов H^+ может быть найдена из условия баланса скоростей образования и потерь $Q_i = L_i$:

$$q(H) + k(O^+, H)n(O^+)n(H) = k(H^+, O)n(H^+)n(O). \quad (6.335)$$

Фотоионизация водорода вносит незначительный вклад в образование H^+ , и ею обычно пренебрегают. Тогда

$$n(H^+) = \frac{k(O^+, H)}{k(H^+, O)} \frac{n(O^+)}{n(O)} n(H) = \frac{9}{8} \sqrt{\frac{T_n}{T_i}} \frac{n(O^+)}{n(O)} n(H). \quad (6.336)$$

Если принять

$$n(O^+) \sim \exp(-z/H(O^+)), \quad n(O) \sim \exp(-z/H(O)), \quad n(H) \sim \exp(-z/H(H)),$$

$$T_n = T_i = T_s$$

$$\text{где } H(O^+) = 2kT/m(O^+)g, \quad H(O) = kT/m(O)g, \quad H(H) = kT/m(H)g,$$

то

$$n(H^+) \sim \exp(7m(H)gz/kT) = \exp(7z/H(H)), \quad (6.337)$$

т. е. в фотохимическом приближении $n(H^+)$ экспоненциально растет с высотой при диффузионно-равновесном распределении $n(O^+)$. Если же $n(O^+) \sim \exp(-z/H(O))$, как это имеет место при

$\Phi(O^+) = \Phi_{кр}$, то $n(H^+) \sim \exp(-z/H(H))$, т. е. убывает со шкалой высот нейтрального атомарного водорода. В обоих случаях отношение $n(H^+)/n(O^+)$ растет с высотой.

Время жизни ионов H^+ $\tau = (k(H^+, O) \cdot n(O))^{-1}$ составляет 1—100 с на высотах около 500 км и экспоненциально растет с высотой, тогда как время переноса за счет диффузии $\tau_d = H^2/D_a$ экспоненциально убывает с высотой, так что в протоносфере фотохимическое приближение заведомо не применимо. Оно, однако, может использоваться для оценок $n(H^+)$ в нижней части переходной области, где $n(O^+) \gg n(H^+)$, поскольку, как будет показано, диффузионно-равновесное распределение $n(H^+)$ в этом случае оказывается близким к фотохимическому.

Обратимся к рассмотрению статического диффузионного равновесия в многокомпонентной ионосфере [87, 223, 232, 301]. Будем исходить из уравнений (3.144) и (3.145) движения ионов и электронов вдоль геомагнитного поля, записанных в дипольных координатах, в которых положим все скорости V_{iq}, V_{nq} равными нулю, т. е. будем рассматривать статическое диффузионное равновесие заряженных частиц в покоящейся нейтральной атмосфере. Для простоты рассмотрения будем пренебрегать термодиффузией, эффекты которой нетрудно учесть прямо в окончательных выражениях путем введения множителей $(1 + \beta_e)$ и $(1 + \beta_i)$ перед производными $\partial T_e/\partial s_q$ и $\partial T_i/\partial s_q$ соответственно. Введем, кроме того, обозначение f для отрицательной проекции на геомагнитное поле суммы гравитационного и центробежного ускорений:

$$f \equiv -g_q + (\Omega_q^2 - \Omega^2)r_q + \Omega_q \Omega_u r_u, \quad (6.338)$$

где $g_q, \Omega_q, \Omega_u, r_q, r_u$ — проекции векторов g (гравитационное ускорение), Ω (угловая скорость вращения Земли) и r (радиус-вектор) на оси $\hat{q}$ и $\hat{u}$ дипольной системы координат. С этими предположениями и обозначениями уравнения (3.144) и (3.145) примут вид

$$0 = -\partial n_i k T_i / \partial s - n_i m_i f + n_i e_i E_{\parallel}, \quad (6.339)$$

$$0 = -\partial n_e k T_e / \partial s - n_e e E_{\parallel}, \quad (6.340)$$

где $s \equiv s_q \equiv s_{\parallel}$ — координата вдоль B , $E_{\parallel} \equiv E_q$ — продольное электрическое поле.

Полагая далее, что ионы всех сортов имеют одинаковую температуру T_i , вводя, как и ранее, плазменную температуру $T_p \equiv T_i + T_e$, исключая $E_{\parallel}$ из (6.339) и (6.340) и используя условие квазинейтральности $\sum_i n_i = n_e$, получим после преобразований уравнение для электронной концентрации:

$$\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial s} = -\frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial s} - \frac{\sum_i n_i m_i}{n_e k T_p} f. \quad (6.341)$$

Вводя обозначение

$$\frac{1}{n_e} \sum_i n_i m_i \equiv m^+, \quad (6.342)$$

где m^+ — средняя масса ионов, и интегрируя (6.341) по s от s_0 до s , получим

$$n_e = n_{e0} \left(\frac{T_{p0}}{T_p} \right) \exp \left(- \int_{s_0}^s \frac{ds}{H_p} \right), \quad (6.343)$$

где

$$H_p = kT_p / m^+ f \quad (6.344)$$

— плазменная шкала высот в многокомпонентной плазме.

Как видно из сопоставления (6.343), (6.344) с диффузионно-равновесным распределением электронной концентрации (6.306), полученным ранее в одноионном приближении без учета центробежного ускорения, отличие в этих формулах заключается в замене g на f и массы иона m_i на среднюю массу m^+ . Концентрации же индивидуальных ионных компонент n_i распределяются вдоль s по более сложному закону:

$$\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial s} = - \frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial s} - \frac{m_i f}{kT_i} + \frac{m^+ f}{kT_p} \frac{T_e}{T_i} \quad (6.345)$$

или

$$n_i = n_{i0} \left(\frac{T_{p0}}{T_p} \right) \exp \left[- \int_{s_0}^s \left(\frac{m_i f}{kT_i} - \frac{m^+ f}{kT_p} \frac{T_e}{T_i} \right) ds \right]. \quad (6.346)$$

Внутреннее поляризационное электрическое поле амбиполярной диффузии выразится при этом следующим образом:

$$eE_{\parallel} = \left(fm^+ + kT_i \frac{\partial}{\partial s} \ln \frac{T_i}{T_e} \right) / \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right). \quad (6.347)$$

Для дальнейшего анализа введем упрощение, не влияющее на качественный характер результатов: положим $T_i = T_e = \text{const.}$, т. е. $T_p = 2T_i = \text{const.}$ В этом случае выражения (6.345) и (6.346) запишутся в виде

$$\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial s} = - \frac{f}{kT_i} \left(m_i - \frac{m^+}{2} \right), \quad (6.348)$$

$$n_i = n_{i0} \exp \left(- \int_{s_0}^s \frac{ds}{H_i} \right), \quad (6.349)$$

где

$$H_i \equiv \frac{kT_i}{(m_i - m^+/2) f}. \quad (6.350)$$

Из (6.348) видно, что распределение $n_i(s)$ может иметь экстремум в точке, где

$$m_i = m^+/2. \quad [(6.351)]$$

В случае двух сортов ионов условие (6.351) для частиц сорта 1 можно записать в виде

$$n_1 = (m_2/m_1 - 2)n_2. \quad (6.352)$$

Оно может удовлетвориться, только если

$$m_1 < m_2/2, \quad (6.353)$$

т. е. экстремум возможен лишь в распределении более легкого иона и при условии (6.353). На примере ионов O^+ и H^+ нетрудно показать, что этот экстремум будет максимумом.

Действительно, пусть преобладают ионы O^+ , так что $m^+ \simeq m(O^+)$. Тогда ионы O^+ распределятся, убывая вдоль z со шкалой высот

$$H(O^+) \simeq 2kT_i/m(O^+)f, \quad (6.354)$$

как и в одноионном приближении. Для ионов H^+ в этом случае

$$H(H^+) \simeq \frac{kT_i}{[m(H^+) - m(O^+)/2]f} = - \frac{kT_i}{7m(H^+)f} \quad (6.355)$$

т. е. концентрация ионов H^+ будет экспоненциально нарастать вдоль z , как и в случае химического равновесия, причем с такой же шкалой высот, как это видно из сравнения (6.355) и (6.337).

Пусть теперь преобладают ионы H^+ , т. е. $m^+ \simeq m(H^+)$. Тогда

$$H(H^+) \simeq 2kT_i/m(H^+)f, \quad H(O^+) \simeq kT_i/m(O^+)f. \quad (6.356)$$

Таким образом, концентрация более легких ионов H^+ растет с высотой там, где эти ионы являются второстепенной компонентной, т. е. на низких высотах, и убывает с плазменной шкалой высот там, где ионы H^+ преобладают над ионами O^+ . Очевидно, что на промежуточных высотах должен иметь место максимум $n(H^+)$. Концентрация ионов O^+ падает с высотой со шкалой $2kT_i/m(O^+)f$, т. е. с плазменной шкалой в области преобладания O^+ , и убывает более быстро со шкалой $kT_i/m(O^+)f$ в области преобладания ионов H^+ .

В случае трех компонент O^+ , H^+ и He^+ условие существования максимума $n(H^+)$ примет вид:

$$n(O^+) = [m(O^+)/m(H^+) - 2]n(O^+) + [m(He^+)/m(H^+) - 2]n(He^+) = 14n(O^+) + 2n(He^+). \quad (6.357)$$

Для существования максимума $n(He^+)$ должно удовлетворяться условие

$$n(He^+) = [m(O^+)/m(He^+) - 2]n(O^+) + [m(H^+)/m(He^+) - 2]n(H^+) = 2n(O^+) - 1,75n(H^+). \quad (6.358)$$

Если для существования максимума $n(\text{H}^+)$ нет никаких ограничений на соотношение между $n(\text{O}^+)$ и $n(\text{He}^+)$, то максимум $n(\text{He}^+)$ может иметь место только при

$$n(\text{O}^+) > \frac{1,75}{2} n(\text{H}^+). \quad (6.359)$$

Концентрация ионов O^+ в рассматриваемой смеси (O^+ , H^+ , He^+) максимума иметь не может (как и в любой смеси самая тяжелая компонента, что следует из (6.351)).

В работе [87] получено, что условие для нахождения высоты максимума концентрации компоненты сорта k , являющейся малой примесью к смеси ионов O^+ и H^+ и имеющей массу $m(\text{H}^+) \leq m_k < m(\text{O}^+)/2$, можно записать в виде

$$\int_{h_{12}}^{h_k} \frac{dh}{H_1(h)} = \frac{m_1}{m_1 - m_2} \ln \frac{m_1 - 2m_k}{2m_k - m_2}, \quad (6.360)$$

где индексы 1 и 2 относятся к ионам O^+ и H^+ соответственно; h_{12} — высота, где $n_1 = n_2$, $H_1 = kT_i/m_1g$. Эта формула показывает, что положение максимумов малых компонент в единицах H_1 относительно уровня h_{12} определяется только массами ионов и инвариантно относительно прочих условий, причем все максимумы расположены в ограниченной и сравнительно узкой зоне относительно h_{12} . Так, максимум $n(\text{He}^+)$ будет расположен на высоте $0,143 H_1$ относительно уровня h_{12} .

Аналогичная формула получена и для нахождения высоты h'_k максимума относительных концентраций n_k/n_e :

$$\int_{h_{12}}^{h'_k} \frac{dh}{H_1(h)} = \frac{m_1}{m_1 - m_2} \ln \frac{m_1 - m_k}{m_k - m_2}. \quad (6.361)$$

Из (6.361) видно, что у относительных концентраций максимум может существовать и при $m(\text{O}^+)/2 \leq m_k < m(\text{O}^+)$, в частности, возможен максимум относительной концентрации ионов N^+ .

6.3.5. Диффузия в многокомпонентной внешней ионосфере

Статическое диффузионное равновесие является удобной идеализацией, которая, однако, не отвечает наблюдаемому обмену плазмой между ионосферой и протоносферой. В общем случае движение заряженных частиц вдоль $\mathbf{B}$ описывается уравнениями (3.144) и (3.145). При достаточно медленных (по сравнению со скоростью звука) движениях можно пренебречь ускорением ионов и записать (3.144) в виде

$$0 = -\frac{\partial}{\partial s} n_i k T_i - n_i m_i f + n_i e E_{\parallel} - \sum_n n_i m_i v_{in} (V_{iq} - V_{nq}) - \sum_{k \neq i} n_i m_i v_{ik} (V_{iq} - V_{kq}) - n_i k \beta_i \frac{\partial T_i}{\partial s}, \quad (6.362)$$

где f определено выражением (6.338). Пренебрегая термодиффузией, исключая из (6.362) $E_{\parallel}$ с помощью (6.340), объединяя под общий знак суммы члены, связанные с ион-ионными и ион-нейтральными столкновениями, и опуская индекс q у продольных скоростей ионов, можно записать (6.362) в виде

$$0 = \frac{\partial}{\partial s} (n_i k T_i) + \frac{n_i}{n_e} \frac{\partial}{\partial s} (n_e k T_e) + n_i m_i f + \sum_{k \neq i} n_i m_i v_{ik} (V_{iq} - V_{kq}). \quad (6.363)$$

Рассмотрим случай движения второстепенной заряженной компоненты (j) через неподвижную преобладающую (i), т. е. когда $n_j \ll n_i$, $n_e = n_j + n_i \simeq n_i$, $V_i = 0$, $V_j \neq 0$. Будем учитывать только столкновения между этими двумя компонентами. Тогда, полагая $T_j = T_i$, получим из (6.363):

$$V_j = -D_{ji} \left(\frac{1}{n_j} \frac{\partial n_j}{\partial s} + \frac{m_i f}{k T_i} + \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial s} \frac{T_e}{T_i} + \frac{1}{T_i} \frac{\partial T_p}{\partial s} \right), \quad (6.364)$$

где

$$D_{ji} \equiv k T_i / m_j v_{ji}. \quad (6.365)$$

Полагая далее, что преобладающий ион находится в диффузионном равновесии с плазменной шкалой высот $H_p = k T_p / m_i f$, т. е. что

$$\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial s} \simeq \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial s} = -\frac{1}{H_p} - \frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial s}, \quad (6.366)$$

можем записать (6.364) в виде

$$V_j = -D_{ji} \left(\frac{1}{n_j} \frac{\partial n_j}{\partial s} + \frac{1}{H_j} - \frac{1}{H_p} \frac{T_e}{T_i} - \frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial s} \right). \quad (6.367)$$

При $T_e = T_i = \text{const}$ (6.367) упрощается:

$$V_j = -D_{ji} \left(\frac{1}{n_j} \frac{\partial n_j}{\partial s} + \frac{1}{H_j} - \frac{1}{H_p} \right). \quad (6.368)$$

Распределение концентрации $n_j(s)$ второстепенной составляющей может быть найдено путем решения уравнения непрерывности, которое в стационарном случае в отсутствие источников и потерь и в пренебрежении расходимостью силовых линий магнитного поля будет иметь вид

$$\frac{\partial}{\partial s} n_j V_j = \frac{\partial}{\partial s} \left[D_{ji} \left(\frac{\partial n_j}{\partial s} + \frac{n_j}{H_j} - \frac{n_j}{H_p} \right) \right] = 0. \quad (6.369)$$

Это уравнение по своей структуре идентично уравнению (6.319), и дальнейший анализ можно провести аналогично тому, как это было сделано в случае одноионного приближения. Уравнение (6.369) удовлетворяется в случае

$$n_j V_j = \text{const} = \Phi \quad (6.370)$$

или

$$\frac{\partial n_j}{\partial s} + n_j \left(\frac{1}{H_j} - \frac{1}{H_p} \right) = - \frac{\Phi}{D_{ji}} \quad (6.371)$$

При $\Phi = 0$ имеем уже рассмотренный случай статического диффузионного равновесия:

$$n_j = n_{j0} \exp \left[- \int_{s_0}^s \left(\frac{1}{H_j} - \frac{1}{H_p} \right) ds \right], \quad (6.372)$$

и если второстепенная компонента является легкой (как в случае ионов H^+ при основном ионе O^+), т. е. $m_j < m_i/2$ и $1/H_j < 1/H_p$, то n_j экспоненциально растет с высотой до тех пор, пока условие $n_j \ll n_i$ не перестанет выполняться. Для анализа случая $\Phi \neq 0$ положим, пренебрегая зависимостью H_p от s ,

$$D_{ji} = D_0' \exp [(s - s_0)/H_p], \quad (6.373)$$

поскольку $D_{ji} \sim (v_{ji})^{-1} \sim n_i^{-1}$. Решение уравнения (6.371) можно записать в виде, аналогичном (6.334):

$$n_j(s) = n_j^{(1)} (1 - \Phi/\Phi_{кр}) + n_j^{(2)} \Phi/\Phi_{кр}, \quad (6.374)$$

где $n_j^{(1)}$ есть решение при $\Phi = 0$, т. е. решение (6.372), а $n_j^{(2)}$ дается выражением

$$n_j^{(2)} = n_{j0} \exp [-(s - s_0) H_p], \quad (6.375)$$

и оно соответствует случаю, когда

$$\Phi = \Phi_{кр} = n_{j0} D_0' (2/H_p - 1/H_j). \quad (6.376)$$

В случае, когда второстепенная компонента легкая, т. е. $1/H_j < 2/H_p$, $\Phi_{кр} > 0$, и его физический смысл тот же, что и в случае одноионного приближения: это максимально возможный (предельный) песток вверх второстепенной легкой компоненты, диффундирующей через неподвижную преобладающую тяжелую компоненту, находящуюся в статическом диффузионном равновесии с плазменной шкалой H_p .

Проведенное рассмотрение применимо к промежуточной области между верхней частью $F2$ -слоя и высотой перехода от ионов O^+ к ионам H^+ , где диффузия преобладает над фотохимическими процессами, ионы O^+ близки к статическому диффузионному равновесию и преобладают над ионами H^+ . В случае, если ионы O^+ распределены не со шкалой H_p , а со шкалой атомарного кислорода $H(O)$ (т. е. когда ионы O^+ находятся в динамическом диффузионном равновесии при $\Phi(O^+) = \Phi_{кр}(O^+)$), в представленных выше формулах, начиная с (6.368), следует просто заменить H_p на $H(O)$.

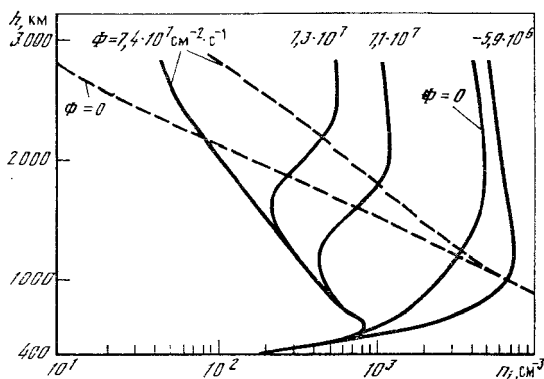


Рис. 6.17. Высотные профили концентраций ионов H^+ (сплошные кривые) и O^+ (штриховые кривые) во внешней ионосфере при различных значениях потока ионов H^+ на верхней границе 3000 км [312]

Потоки, направленные вверх, положительны, вниз — отрицательны

В работе [390] получено следующее выражение для $\Phi_{кр}(H^+)$, учитывающее источники и потери в уравнении непрерывности для ионов H^+ :

$$\Phi_{кр}(H^+) = 3,1 \cdot 10^{-3} \frac{n_0(O^+)^{5/8}}{n_0(O)^{3/8}} n_0(H) T^{3/2}. \quad (6.377)$$

Согласно оценкам [312] в атмосфере с $T_{n\infty} < 1000$ К поток $\Phi_{кр}(H^+) = (2 \div 4) \cdot 10^8$ см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$ и убывает с ростом $T_{n\infty}$ вследствие увеличения $n(O)$ и уменьшения $n(H)$. На очень больших высотах, где ионы H^+ доминируют, столкновениями ионов H^+ с ионами O^+ (и тем более с прочими частицами) можно пренебречь, и если по-прежнему можно пренебречь инерцией ионов, то из (6.362) следует, что распределение ионов H^+ в удаленной внешней ионосфере будет оставаться соответствующим статическому диффузионному равновесию с плазменной шкалой высот даже при наличии движений (но с $V_i \ll (kT_i/m_i)^{1/2}$).

В общем случае, когда в рассмотрение включается область перехода от ионов O^+ к ионам H^+ и ни одну компоненту нельзя считать второстепенной во всем интервале высот, распределение $n(H^+)$ и $n(O^+)$ вдоль z может быть найдено только путем численного интегрирования системы уравнений непрерывности и движения (3.143)—(3.145) для ионов O^+ , H^+ и электронов, учитывающих кривизну и расходимость силовых линий, источники и потери, наличие центробежной силы и изменение гравитационной силы с расстоянием. Примеры численных расчетов возможных распределений $n(O^+)$ и $n(H^+)$ в интервале высот 400—3000 км показаны на рис. 6.17, взятом из [312].

6.3.6. Роль инерции ионов. Стационарный полярный ветер

Выше мы рассматривали сравнительно медленные ($V_i \ll \sqrt{kT_i/m_i}$) движения ионов и поэтому пренебрегали их инерцией. Однако на больших высотах из-за малости частоты столкновений даже небольшие отклонения распределения кон-

центрации ионов от диффузионно-равновесного ведут к большим, возможно, даже сверхзвуковым скоростям движения ионов вдоль магнитного поля. Для описания таких движений необходимо использовать полное уравнение движения вдоль $\mathbf{B}$, учитывающее инерцию ионов:

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_i \frac{\partial V_i}{\partial s} = \frac{-1}{n_i m_i} \frac{\partial}{\partial s} n_i k T_i - f + \frac{e_i E_{\parallel}}{m_i} - \sum_j v_{ij} (V_i - V_j). \quad (6.378)$$

Исключая из (6.378), как обычно, продольное электрическое поле с помощью уравнения движения для электронов (6.340), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_i}{\partial t} + V_i \frac{\partial V_i}{\partial s} + \frac{1}{n_i m_i} \frac{\partial}{\partial s} n_i k T_i + \frac{1}{n_e m_i} \frac{\partial}{\partial s} n_e k T_e + f = \\ = - \sum_j v_{ij} (V_i - V_j). \end{aligned} \quad (6.379)$$

Из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} (A n_i V_i) = Q_i - L_i, \quad (6.380)$$

учитывающего только продольный перенос, где $A(s) \equiv h_{\Lambda} h_u$ — фактор, учитывающий кривизну и расходимость силовых линий геомагнитного поля $\mathbf{B}$; h_{Λ} , h_u — коэффициенты Ламэ дипольной системы координат, в *стационарном* случае ($\partial n_i / \partial t = 0$) можно следующим образом выразить $\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial s}$:

$$\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial s} = \frac{1}{\Phi_i} \frac{\partial \Phi_i}{\partial s} - \frac{1}{V_i} \frac{\partial V_i}{\partial s}, \quad (6.381)$$

где

$$\Phi_i = n_i V_i = \frac{1}{A} \int_{s_0}^s (Q_i - L_i) A ds + \Phi_{i0} \quad (6.382)$$

— поток ионов на расстоянии s . Уровень s_0 удобно выбирать там, где $\Phi_i(s_0) = \Phi_{i0} = 0$. Подставляя (6.381) в (6.379), получим (при $\partial V_i / \partial t = 0$):

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_i} \frac{\partial V_i}{\partial s} \left(V_i^2 - \frac{k T_i}{m_i} \right) = -f - \frac{k T_i}{m_i} \left(\frac{\partial \ln T_i}{\partial s} + \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial s} \right) - \\ - \frac{1}{n_e m_i} \frac{\partial}{\partial s} n_e k T_e - \sum_j v_{ij} (V_i - V_j). \end{aligned} \quad (6.383)$$

Вводя обозначение для ионной скорости звука в изотермической атмосфере

$$C_i^2 \equiv k T_i / m_i, \quad (6.384)$$

перепишем (6.383) в виде

$$\frac{1}{V_i} \frac{\partial V_i}{\partial s} \left(\frac{V_i^2}{C_i^2} - 1 \right) = -\frac{f}{C_i^2} - \frac{\partial \ln T_i}{\partial s} - \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial s} - \frac{1}{C_i^2 n_e m_i} \frac{\partial}{\partial s} n_e k T_e - \frac{1}{C_i^2} \sum_j v_{ij} (V_i - V_j). \quad (6.385)$$

Вводя число Маха

$$M_i \equiv V_i / C_i, \quad (6.386)$$

можно записать (6.385) в виде уравнения для M_i :

$$\frac{1}{M_i} \frac{\partial M_i}{\partial s} (M_i^2 - 1) = -\frac{f}{C_i^2} - \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial s} - \frac{1}{T_i} \left(\frac{\partial T_i}{\partial s} \frac{M_i^2 + 1}{2} + \frac{\partial T_e}{\partial s} \right) - \frac{T_e}{T_i} \frac{\partial \ln n_e}{\partial s} - \frac{1}{C_i^2} \sum_j v_{ij} (M_i C_i - V_j). \quad (6.387)$$

Наконец, в одноименном приближении, когда $n_e = n_i$, (6.387) принимает вид

$$\frac{1}{M} \frac{\partial M}{\partial s} (M^2 - 1) = -\frac{f}{C^2} - \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial s} - \frac{C_i^2}{C^2} \frac{\partial \ln T_i}{\partial s} - \frac{C_e^2}{C^2} \frac{\partial \ln T_e}{\partial s} - \frac{\partial \ln T_p}{\partial s} - \frac{1}{C^2} \sum_n v_{in} (V_i - V_n), \quad (6.388)$$

где

$$C_e^2 \equiv k T_e / m_i, \quad C^2 \equiv k T_p / m_i, \quad M \equiv V_i / C. \quad (6.389)$$

Имеет смысл далее разделить член $-\partial \ln \Phi_i / \partial s$ на два:

$$-\partial \ln \Phi_i / \partial s = \partial \ln A / \partial s - \partial \ln \tilde{\Phi}_i / \partial s, \quad (6.390)$$

где

$$\tilde{\Phi}_i = \int_{s_0}^s (Q_i - L_i) A ds, \quad (6.391)$$

поскольку даже в отсутствие источников и потерь от члена $-\partial \ln \Phi_i / \partial s$ остается противодействующий гравитационному ускорению член $\partial \ln A / \partial s$, связанный с расходимостью силовой трубки геомагнитного поля. В отсутствие источников, потерь и столкновений, что имеет место на больших высотах, а также в пренебрежении зависимостью температур от s (6.388) предельно упрощается:

$$\frac{1}{M} \frac{\partial M}{\partial s} (M^2 - 1) = -\frac{f}{C^2} + \frac{\partial \ln A}{\partial s} \quad (6.392)$$

и принимает вид, аналогичный уравнению для солнечного ветра в теории Е. Паркера [202].

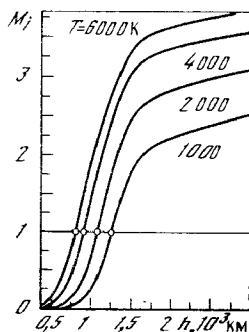
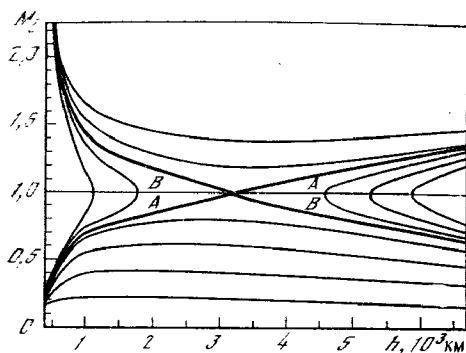
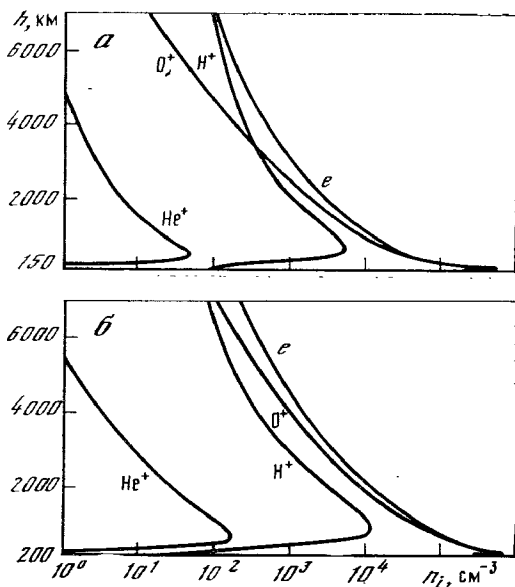


Рис. 6.18. Зависимость числа Маха для ионов H^+ от высоты для движущейся вверх плазмы при $T_e = T_i = 1000$ К [310]

Рис. 6.19. Зависимости числа Маха для ионов H^+ от высоты, соответствующие полярному ветру, при различных значениях температуры $T = T_e = T_i$ [310]

Рис. 6.20. Стационарные высотные профили концентраций ионов O^+ , H^+ , He^+ и электронов для условий полярного ветра при $T_e = T_i = 3000$ К и $T_n = 750$ К (а) и 1000 К (б) [312]



Численные решения уравнения (6.387) были получены и анализировались в работах [310, 311] (см. также [312]). Для движущейся вверх ($M_i > 0$) водородной плазмы зависимость $M_i(h)$ при $T_e = T_i = 1000$ К показана на рис. 6.18, взятом из [310]. Каждому из решений для $M_i(h)$ соответствует определенное решение уравнения непрерывности для $n_i(h)$, которое, в свою очередь, определяется значением n_i (или давления $p_i = n_i k T_i$) на верхней границе. Кривые с $M_i(h \rightarrow \infty) > 1$ соответствуют верхнему граничному условию $p_i(h \rightarrow \infty) = 0$. В реальной атмосфере на низких высотах всегда $M_i < 1$ из-за высокой плотности, тормозящей движение ионов, так что единственным решением, удовлетворяющим одновременно условиям $M_i < 1$ на низких высотах и $p_i = 0$ при $h \rightarrow \infty$, является кривая А, проходящая через критическую

точку $M_i = 1$ на некоторой высоте h_c . Ниже этой высоты движение является дозвуковым, а выше — сверхзвуковым. Такое движение реализуется в полярной верхней ионосфере на разомкнутых силовых линиях геомагнитного поля, уходящих в хвост магнитосферы, для которых можно принять в качестве верхнего граничного условия $p_i(h \rightarrow \infty) = 0$. По аналогии с солнечным ветром в теории Паркера это движение было названо *полярным ветром*.

Высота критического уровня h_c и достигаемые предельные значения M_i определяются параметрами задачи и наиболее чувствительны к температуре плазмы, с ростом которой h_c понижается, а M_i увеличивается (рис. 6.19). Решения для $M_i(h)$, удовлетворяющие условиям: $M_i < 1$ при $h \rightarrow 0$ и $p_i(h \rightarrow \infty) > p_B$, где p_B — значение ионного давления на верхней границе, соответствующее кривой B на рис. 6.18, всегда дозвуковые на всех высотах. В промежуточном случае ($p_B > p_i(h \rightarrow \infty) > 0$) возможно возникновение ударных волн: скачкообразный переход решения с кривой A на одну из кривых, расположенных между кривыми A и B выше критического уровня [312].

Высотные профили концентраций ионов O^+ , He^+ , H^+ и электронов в стационарном полярном ветре, рассчитанные путем численного интегрирования уравнений непрерывности совместно с уравнениями движения, учитывающими инерцию ионов, показаны на рис. 6.20. Главной особенностью этих профилей в отличие от статических диффузионно-равновесных (ср. рис. 6.17) является преобладание ионов O^+ до очень больших (3400—7500 км) высот, что соответствует наблюдениям в полярной верхней ионосфере.

6.3.7. Нестационарные процессы наполнения и опустошения геомагнитных силовых трубок

Условия, приводящие к возникновению сверхзвуковых движений плазмы в протоносфере, могут иметь место не только на разомкнутых магнитных силовых линиях полярной шапки, но и на начальных стадиях наполнения замкнутых силовых трубок, опустошенных либо после сильных магнитных бурь, сопровождающихся увеличением рекомбинации плазмы в F -области, либо после прохождения трубки в процессе магнитосферной конвекции (см. п. 7.4.2) через затененную полярную шапку, где трубка разрывается и опустошается, с последующим выходом на освещенный участок внутренней магнитосферы, где трубка замыкается и начинает наполняться за счет ионообразования в F -области. Нестационарные процессы наполнения и опустошения силовых трубок геомагнитного поля исследовались методом численного моделирования в работах [105, 117, 118, 222, 396]. В работе [222] нестационарные уравнения непрерывности и движения ионов H^+ с учетом инерции их движения, источников и потерь решались для симметричных (равноденственных) условий при заданном распределении ионов O^+ . Уравнения интегрировались на интервале вы-

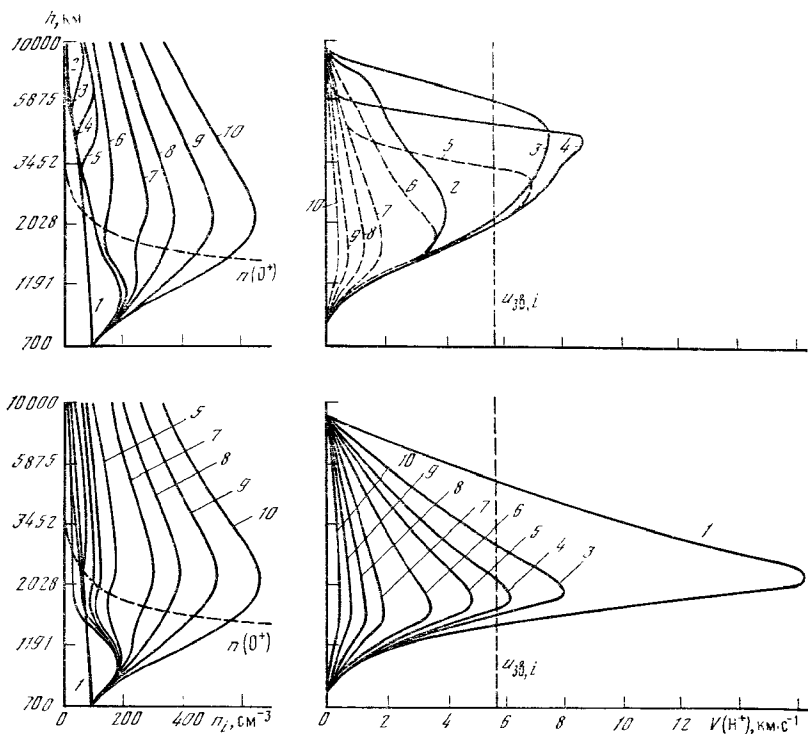


Рис. 6.21. Высотные профили концентрации и направленной вверх скорости ионов H^+ в процессе наполнения силовой трубки при симметричных условиях (равновесие) [222]

вверху — с учетом инерции ионов; внизу — без учета инерции. 1 — $t = 0$, 2—4, 3—20, 4—30, 5—40 мин, 6—1 ч, 7—1 ч 50 мин, 8—2 ч 30 мин, 9—3 ч 30 мин, 10—5 ч

сот 700—10 000 км для трубки с радиальной геометрией применительно к дневным условиям при высокой солнечной активности.

Наполнение силовой трубки. В начальный момент ($t = 0$) полагалось: $V(H^+) = 0$ на всех высотах, $n(H^+)$ экспоненциально убывает с высотой от нижнего граничного значения, соответствующего химическому равновесию. Это нижнее граничное условие сохранялось в дальнейшем постоянным. На верхней границе полагалось $V(H^+) = 0$ в течение всего процесса, что эквивалентно условию симметрии замкнутой силовой трубки относительно геомагнитного экватора. Результаты расчетов для различных моментов времени показаны на рис. 6.21, а. Начальный экспоненциальный профиль $n(H^+)$ является сильно неравновесным. Такие низкие концентрации ионов H^+ не могут поддерживаться в замкнутой трубке при выбранном распределении $n(0^+)$. Поэтому уже к моменту $t = 4$ мин начальный профиль $n(H^+)$ трансформируется в профиль с химическим максимумом на высоте около 1000 км. Разность давлений плазмы в этом максимуме и в вершине трубки

ведет к быстрому нарастанию направленной вверх скорости со временем, так что уже через 20 мин $V(H^+)$ превышает скорость ионного звука в серединной части трубки, тогда как вблизи вершины трубки скорость остается дозвуковой благодаря верхнему граничному условию: $V(H^+) = 0$. Это условие приводит к накоплению плазмы, т. е. к увеличению ее концентрации и давления, в верхней части трубки.

Область повышенной концентрации ионов H^+ , зародившаяся в вершине трубки, расширяется вниз, так что ее нижняя граница перемещается со скоростью ~ 2 км/с. Фактически эта граница представляет собой фронт ударной волны, отходящий от вершины вниз: скачкообразный переход от сверхзвукового движения к дозвуковому. Он существует до тех пор, пока давление плазмы в вершине трубки остается ниже некоторого значения p_B (соответствующего кривой B на рис. 6.18). С течением времени по мере заполнения верхней части трубки давление продолжает повышаться и, когда оно превысит p_B (примерно через 50 мин после начала процесса), режим течения переходит в дозвуковой по всей трубке.

Отметим, что фронт ударной волны на рис. 6.21 не выглядит резким из-за плавного соединения решений, полученных в узлах разностной сетки (каждое деление по оси ординат соответствует шагу численного интегрирования по высоте). Время наполнения трубки до значений $n(H^+)$ в максимуме профиля порядка 80 % от предельного стационарного значения составляет 10 ч. С ростом широты времени наполнения будут, естественно, возрастать, составляя (с учетом суточной вариации источника) 3 и 6—7 сут для $L = 3$ и 4 соответственно [104].

Чтобы выявить роль инерции ионов в процессе наполнения трубки, в [222] были проведены расчеты, аналогичные представленным выше, с теми же начальными и граничными условиями, но без учета инерции ионов (рис. 6.21, внизу). Сопоставление результатов, полученных с учетом и без учета инерции ионов, показывает, как и следовало ожидать, что различия в решениях существуют в течение первого часа развития процесса наполнения, когда режим истечения является сверхзвуковым. Принципиальное отличие заключается в том, что при неучете инерции наполнение начинается не с верхней части, а сразу по всей трубке. Когда же режим истечения становится всюду дозвуковым, различия между решениями исчезают.

Использовавшееся выше условие $V(H^+) = 0$ на верхней границе соответствует симметричным (равноденственным) условиям в северном и южном полушариях. В солнцестояния эта симметрия нарушается. Исследование процесса наполнения силовой трубки для этого случая выполнено в [105], где показано, что картина наполнения в условиях солнцестояния существенно усложняется: область повышенной концентрации ионов H^+ , образовавшаяся в вершине трубки при встрече сверхзвуковых потоков, вытекающих из ионосфер обоих полушарий, расширяется не

симметрично вниз в оба полушария, а смещаясь в целом в сторону летнего полушария с меньшей (из-за сезонной аномалии, см. п. 7.2.5) электронной концентрацией в F2-области.

Опустошение силовой трубки. В работе [222] аналогично процессу наполнения рассмотрен процесс опустошения радиальной трубки (рис. 6.22). В качестве начальных условий в этом случае взяты профили $n(H^+)$ и $V(H^+)$ из решения задачи о наполнении, соответствующие наполненной трубке. В качестве граничных

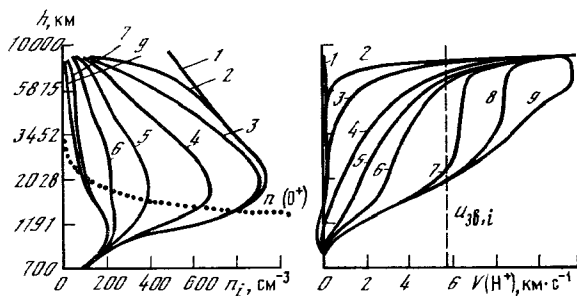


Рис. 6.22. Высотные профили концентрации и направленной вверх скорости ионов H^+ в процессе опустошения силовой трубки [222]

t , мин: 1—0, 2—4, 3—10, 4—20, 5—30, 6—40, 7—60, 8—90, 9—120

условий задавались $V(H^+) = 0$ на нижней границе и $V(H^+) = 2C_i$ на верхней, т. е. рассматривалась ситуация, когда в вершине наполненной силовой трубки «включается» сверхзвуковое истечение. Тем самым имитировалось «размыкание» силовой трубки с последующим истечением в вакуум и исследовался режим установления полярного ветра. Как видно из рис. 6.22, в течение примерно 1 ч после начала процесса («размыкания» трубки) от вершины трубки вниз распространяется волна разрежения в концентрации и волна нарастания в скорости ионов H^+ с соответствующим опусканием критического уровня (перехода через скорость звука). Примерно через час в трубке устанавливается полярный ветер, близкий к стационарному, с положением критического уровня на высоте около 2000 км. Концентрации ионов H^+ на высотах выше h_c падают более чем на порядок по сравнению со значениями в наполненной трубке и в дальнейшем с течением времени меняются слабо.

6.3.8. Перенос заряженных частиц в E- и F1-областях ионосферы

**и его влияние на высотные профили концентраций ионов
и электронов**

В E- и F1-областях из-за частых столкновений инерцией ионов можно пренебречь, но нельзя полагать, что ионы замагничены, поскольку условие $\Omega_i \gg v_{in}$ не выполняется на высотах ниже ~ 150 км. Аналогичное условие для электронов ($\Omega_e \gg v_{en}$) с боль-

шим запасом выполняется выше 100 км, их движение поперек магнитного поля описывается выражением (3.148) (электромагнитный дрейф), а продольная скорость может быть найдена из проекции уравнения (3.55) на $\mathbf{B}$ или в амбиполярном приближении из (3.58). Что касается ионов, то их движение вдоль $\mathbf{B}$ имеет такой же характер, как и в $F2$ -области, поскольку оно не связано с условием замагниченности, а поперечное движение ионов в нижней ионосфере уже не является чисто дрейфовым, в частности, возможно увлечение ионов нейтральными частицами в направлении поперек $\mathbf{B}$.

В декартовой системе координат с осью z , направленной вертикально вверх, осями x и y — на геомагнитные юг и восток (в Северном полушарии), выражения для компонент вектора ионной скорости на высотах $h \leq 200$ км имеют вид (3.160)—(3.162). Перепишем здесь выражение (3.162) для вертикальной ионной скорости в следующем виде:

$$V_{iz} = V_p + V_E + V_w, \quad (6.393)$$

где V_p — составляющая, связанная с градиентами давления и силой тяжести и включающая в себя продольную и поперечную диффузию и градиентный дрейф:

$$V_p = \frac{1}{\alpha_i} \left[-\frac{F_i}{R_i} (\sin^2 I + \gamma_i^2) + \gamma_i c \frac{G_{ix}}{B} \operatorname{ctg} I - c \frac{G_{iy}}{B} \cos I \right], \quad (6.394)$$

где

$$F_i = \frac{k}{n_i} \frac{\partial}{\partial z} (n_i T_i) - eE_z - eE_x \operatorname{ctg} I + m_i g; \quad (6.395)$$

$$G_{ix} = \frac{k}{e_i n_i} \frac{\partial}{\partial x} (n_i T_i); \quad G_{iy} = \frac{k}{e_i n_i} \frac{\partial}{\partial y} (n_i T_i); \quad (6.396)$$

$$R_i = \sum_n m_i v_{in}; \quad \gamma_i = \frac{1}{\Omega_i} \sum_n v_{in}; \quad \alpha_i = 1 + \gamma_i^2. \quad (6.397)$$

В амбиполярном приближении из уравнения движения для электронов следует, что

$$-eE_z - eE_x \operatorname{ctg} I = \frac{k}{n_e} \left(\frac{\partial}{\partial z} n_e T_e \right), \quad (6.398)$$

и тогда вместо (6.395) имеем:

$$F_i = \frac{k}{n_i} \frac{\partial}{\partial z} (n_i T_i) + \frac{k}{n_e} \frac{\partial}{\partial z} (n_e T_e) + m_e g. \quad (6.399)$$

Член V_E в (6.393) представляет собой составляющую вертикальной ионной скорости, обусловленную горизонтальным электрическим полем:

$$V_E = \frac{1}{\alpha_i} \left(c \frac{E_y}{B} \cos I - \gamma_i c \frac{E_x}{B} \operatorname{ctg} I \right). \quad (6.400)$$

Член V_w в (6.393) представляет составляющую вертикальной ионной скорости, обусловленную ветровым увлечением ионов как вдоль, так и поперек B :

$$V_w = \frac{1}{\alpha_i} [V_{nx} \sin I \cos I + \gamma_i V_{ny} \cos I + V_{nz}(\sin^2 I + \gamma_i^2)]. \quad (6.401)$$

В пределе $\gamma_i \rightarrow 0$, $\alpha_i \rightarrow 1$, соответствующем полной замагниченности ионов, и в пренебрежении градиентным дрейфом (член с G_{iy} в (6.394)) выражения (6.394), (6.400) и (6.401) совпадают с аналогичными выражениями для вертикальных составляющих скорости амбиполярной диффузии, электромагнитного дрейфа и ветрового увлечения в $F2$ -области. Особенности же движений ионов на высотах E - и $F1$ -областей связаны с их неполной замагниченностью, т. е. с отличием γ_i от нуля. В частности, даже в случае постоянных по высоте меридиональных электрических полей и (или) зональных нейтральных ветров дивергенция вертикальной ионной скорости, обусловленной этими полями и ветрами, равная

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\gamma_i}{\alpha_i} \left(-c \frac{E_x}{B} \operatorname{ctg} I + V_{ny} \cos I \right) \right], \quad (6.402)$$

может быть значительной вследствие высотной зависимости величины $\gamma_i/\alpha_i = \gamma_i/(1 + \gamma_i^2)$, стремящейся к нулю как на больших высотах (в $F2$ -области, где $\gamma \rightarrow 0$), так и на малых (в D -области, где $\gamma \rightarrow \infty$), и имеющей максимум на высоте, где $\gamma_i = 1$, т. е. где $\sum_n v_{in} = \Omega_i$. Это может вести к заметным деформациям формы высотного профиля электронной концентрации на высотах E -области в ночное время, когда процессы переноса могут конкурировать с фотохимическими процессами в изменении электронной концентрации, особенно при наличии долгоживущих металлических ионов, причем величина эффекта будет определяться величинами E_x или V_{ny} .

Аналогичные эффекты могут иметь место и при наличии постоянных зональных электрических полей и (или) меридиональных нейтральных ветров. Дивергенция связанной с ними вертикальной ионной скорости равна

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\alpha_i} \left(c \frac{E_y}{B} \cos I + V_{nx} \sin I \cos I \right) \right] \quad (6.403)$$

и при постоянных E_y , V_{nx} определяется высотной зависимостью величины $\frac{1}{\alpha_i} = \frac{1}{1 + \gamma_i^2}$, стремящейся с ростом высоты к 1 (в $F2$ -области) и с уменьшением высоты к 0 (в D -области).

Влияние однородных ветров на высотные профили электронной концентрации в ночной среднеширотной ионосфере на высотах 100—200 км иллюстрируется результатами численных расчетов [124], представленными на рис. 6.23, из которых видно, что это

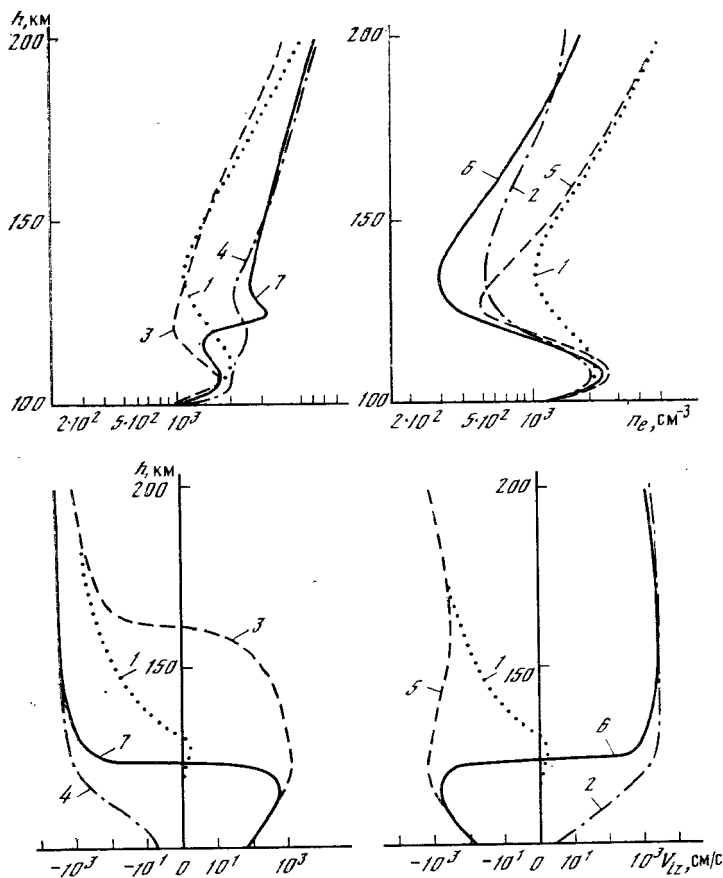


Рис. 6.23. Высотные профили электронной концентрации и вертикальной скорости молекулярных ионов при различных значениях скорости однородного по высоте нейтрального ветра [124]

1 — $V_{nx} = V_{ny} = 0$; 2 — $V_{nx} = 70$ м/с, $V_{ny} = 0$; 3 — 0, 70 м/с; 4 — 70 м/с, 0; 5 — 0, -70 м/с; 6 — 70 м/с, -70 м/с; 7 — -70 м/с, 70 м/с

влияние может быть весьма значительным: ветер, направленный на северо-восток, заполняет долину между E - и F -областями ионосферы, а ветер, направленный на юго-запад, углубляет ее. Влияние электрических полей аналогично влиянию нейтральных ветров с той только разницей, что компонента E_x действует как величина $-\frac{1}{c} V_{ny} B \sin I$, а компонента E_y — как величина

$$\frac{1}{c} V_{nx} B \sin I.$$

Однородные по высоте нейтральные ветры и электрические поля влияют не только на электронную концентрацию в E - и F_1 -

оластях ионосферы, но и на ионный состав, вследствие того что преобладающие в этих областях ионы NO^+ и O_2^+ имеют существенно различные времена жизни: в зимних ночных условиях $\tau(\text{O}_2^+)/\tau(\text{NO}^+) \simeq 1/20$, и поэтому перераспределение ионов NO^+ под действием процессов переноса происходит гораздо эффективнее, чем ионов O_2^+ . В частности, ветры, дующие зимой на юго-запад, уменьшают отношение $n(\text{NO}^+)/n(\text{O}_2^+)$ на высотах 120—140 км, а ветры, дующие летом на северо-восток, увеличивают его [126].

В случае неоднородных по высоте ветров (приливные движения, внутренние гравитационные волны) их влияние на высотные профили становится более сложным и более значительным, поскольку в этих случаях на отдельных высотных участках возможны очень большие значения дивергенции вертикального потока ионов и соответственно большие локальные изменения концентрации ионов, делающие высотный профиль резко неоднородным вплоть до формирования спорадических слоев (особенно при наличии долгоживущих металлических ионов). Эти эффекты рассматриваются в п. 7.2.4, 8.6.1.

6.3.9. Эффекты трехмерности переноса заряженных частиц в ионосфере

До сих пор мы рассматривали влияние на высотные профили $n_i(h)$ вертикальных или продольных (вдоль $\mathbf{B}$) движений ионов, пренебрегая горизонтальными движениями. Существуют, однако, ситуации, в которых роль горизонтальных движений ионов велика, и необходимо учитывать двумерный или трехмерный характер переноса. В $F2$ -области, где плазма замагничена, эффекты трехмерности весьма велики в высоких и низких широтах и малы на средних широтах. Последнее обстоятельство связано с тем, что на средних широтах экваториальное главное ионосферное провала невелики горизонтальные градиенты среды и малы скорости переноса плазмы поперек геомагнитного поля из-за малости среднеширотных электрических полей. Поэтому перенос плазмы на средних широтах в большинстве случаев можно рассматривать как одномерный (по вертикали или вдоль $\mathbf{B}$).

В высоких широтах, начиная от области главного ионосферного провала и к полюсу от нее, велики как горизонтальные градиенты среды, так и скорости горизонтального переноса за счет электромагнитного дрейфа, поскольку возрастают и величины электрических полей магнитосферной конвекции и наклонение геомагнитного поля. Ионосферные эффекты переноса плазмы, связанного с магнитосферной конвекцией, будут рассмотрены в п. 7.4.2.

В низких широтах несмотря на сравнительно небольшие величины электрических полей их влияние на высотные профили электронной концентрации весьма значительно вследствие того, что геомагнитное поле вблизи экватора направлено почти горизонтально и электромагнитный дрейф, вызываемый зональными

электрическими полями, происходит в вертикальном направлении. В то же время диффузия плазмы вблизи экватора происходит практически в горизонтальном направлении, так что в приэкваториальной ионосфере перенос плазмы является существенно двумерным. Ионосферные эффекты этого переноса будут рассмотрены в п. 7.3.2.

Наконец, влияние горизонтальных движений ионов на высотное распределение концентрации плазмы оказывается также зна-

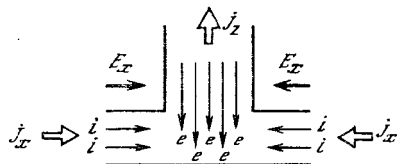


Рис. 6.24. Схема, иллюстрирующая накопление плазмы в области вытекания продольного тока [151]

чительным в областях втекания в ионосферу и вытекания из нее высокоширотных продольных токов, связывающих ионосферу с магнитосферой. Изменения концентрации ионосферной плазмы, связанные с наличием продольных токов, были оценены в работе [147].

Физическая причина этих изменений заключается в том, что носителями продольного тока являются преимущественно электроны, более подвижные вдоль $\mathbf{B}$, чем ионы, вследствие малости своей массы и соответственно слабого трения о нейтральный газ, а носителями горизонтальных педерсеновских токов растекания в ионосфере являются ионы. Это ведет к тому, что в области вытекания продольного тока из ионосферы электроны движутся вниз, где накапливаются из-за наличия непроводящей нижней границы, а ионы под действием возникающего электрического поля стекаются по горизонтали к области накопления электронов, чтобы скомпенсировать их электрический заряд и обеспечить квазинейтральность (рис. 6.24). В результате концентрация электронов и ионов будет увеличиваться.

В области втекания продольного тока имеет место противоположная картина: электроны уходят вверх, а ионы — по горизонтали в стороны от области втекания продольного тока, в результате чего концентрация плазмы будет уменьшаться.

Чтобы количественно рассчитать эти эффекты, необходимо решать трехмерные уравнения непрерывности для ионов и уравнение для потенциала электрического поля. Приблизительно задача решалась в [71, 147] с рядом упрощающих предположений следующим образом.

Область втекания или вытекания продольных токов представлялась в виде бесконечной полосы, вытянутой вдоль оси y и однородной по y , а магнитное поле считалось вертикальным, т. е. направленным по оси z . Уравнение непрерывности для ионов в этом случае записывается в виде

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = Q_i - L_i - \frac{\partial}{\partial x} (n_i V_{ix}) - \frac{\partial}{\partial z} (n_i V_{iz}). \quad (6.404)$$

Член $\frac{\partial}{\partial x} (n_i V_{ix})$, учитывающий горизонтальный перенос ионов, можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial x} n_i V_{ix} = \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} j_x = \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} \sigma_{\Pi} E_x, \quad (6.405)$$

где σ_{Π} — проводимость Педерсена, а из условия непрерывности тока $\text{div } \mathbf{j} = 0$ следует, что

$$j_z^{(1)} - j_z^{(0)} = - \int_{z_0}^{z_1} \frac{\partial}{\partial x} \sigma_{\Pi} E_x dz, \quad (6.406)$$

где $j_z^{(1)} = j(z = z_1)$ и $j_z^{(0)} = j(z = z_0) = 0$ — продольные токи соответственно на верхней и нижней границах ионосферы. Полагая E_x не зависящим от z , получим

$$j_z^{(1)} = - \frac{\partial}{\partial x} \Sigma_{\Pi} E_x, \quad (6.407)$$

где $\Sigma_{\Pi} = \int_{z_0}^{z_1} \sigma_{\Pi} dz$ — интегральная педерсеновская проводимость.

Пренебрегая, наконец, зависимостью σ_{Π} и Σ_{Π} от x (т. е. ограничиваясь либо небольшими изменениями n_i , либо рассмотрением только центральной части области втекания или вытекания продольного тока), можно исключить $\partial E_x / \partial x$ из (6.405) с помощью (6.407). Тогда

$$\frac{\partial}{\partial x} n_i V_{ix} = \frac{-j_z^{(1)}}{e} \frac{\sigma_{\Pi}}{\Sigma_{\Pi}}, \quad (6.408)$$

и, окончательно, уравнение непрерывности (6.404) примет вид

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = Q_i - L_i + \frac{j_z^{(1)}}{e} \frac{\sigma_{\Pi}}{\Sigma_{\Pi}} - f \frac{\partial}{\partial x} n_i V_{iz}, \quad (6.409)$$

где положительные значения $j_z^{(1)}$ соответствуют току, направленному вверх, т. е. вытекающему из ионосферы.

Расчеты ионосферных эффектов продольных токов, выполненные путем решения уравнения (6.409) в стационарном приближении с учетом ионизации высыпавшимися электронами, показали, что продольные токи интенсивностью 2—10 А/км² могут вызывать изменения электронной концентрации в 2—10 раз на высотах E- и F-областей высокоширотной ионосферы [71].

6.4. Тепловой режим заряженных компонент ионосферной плазмы

6.4.1. Локальный и нелокальный нагрев электронного газа

Источником тепловой энергии заряженных частиц являются фотоны солнечного ионизирующего излучения. Почти вся разница между их энергией, составляющей в среднем около 30 эВ, и потенциалами ионизации ионизуемых нейтральных частиц уносится фотоэлектронами, которые имеют среднюю начальную энергию около 15 эВ. Их термализация идет сначала (до уровня около 7 эВ) путем возбуждения, главным образом электронных состояний основных атмосферных компонент [28, 563]. При энергиях меньше ~7 эВ потери энергии связаны в основном с колебательным и отчасти вращательным возбуждением молекул, а при $E \leq 2$ эВ начинают преобладать потери в кулоновских соударениях с окружающими тепловыми электронами, которые, в свою очередь, нагревают ионный газ.

Характер нагрева тепловых электронов фотоэлектронами существенно различен в нижней ($h \leq 250$ км) и верхней ($h > 250$ км) ионосфере. В нижней ионосфере фотоэлектроны термализуются главным образом в месте своего рождения из-за относительной малости длин свободного пробега, поэтому в кинетическом уравнении для сверхтепловых электронов на высотах нижней ионосферы можно пренебречь их переносом. Это приближение называют *локальным* приближением, а соответствующий нагрев электронного газа — локальным нагревом. В области локального нагрева мала анизотропия функции распределения, здесь обычно достаточно знать сферически симметричную (изотропную) часть функции распределения. В верхней ионосфере пренебрегать переносом фотоэлектронов нельзя, связанный с этим переносом нагрев электронного газа называют *нелокальным* нагревом.

В локальном приближении скорость нагрева электронного газа фотоэлектронами можно записать следующим образом:

$$(P_e^{\Phi\partial})_{\text{лок}} = \int_0^\infty \int_0^{4\pi} EQdEd\Omega + \int_{E_M}^\infty \int_0^{4\pi} E(S_i + S_n + \Gamma_n + \Gamma_i)dEd\Omega, \quad (6.410)$$

где E — энергия фотоэлектрона; Q — источник, т. е. скорость образования фотоэлектронов с энергией E в процессе фотоионизации; S_i , S_n , Γ_n , Γ_i — интегралы упругих и неупругих столкновений сверхтепловых электронов с ионами и нейтральными частицами (см. выражения (3.110)—(3.119)); E_M — граничная энергия, разделяющая тепловые и сверхтепловые электроны. Для высот 90—250 км значения E_M по оценкам [132] находятся в пределах 0,2—2,5 эВ; во внешней ионосфере $E_M \sim 2 \div 5$ эВ. В среднем по всем высотам $E_M \approx 17T_e$ [136].

Первый интеграл в (6.410) представляет собой полную энергию, приобретаемую электронным газом в единице объема за единицу времени в процессе фотоионизации. Второй интеграл описывает потери этой энергии за счет столкновений сверхтепловых электронов с ионами и нейтральными частицами. Расчет $(P_e^{\Phi\Phi})_{\text{лок}}$ по (6.410) требует знания функции распределения или потока сверхтепловых электронов, связанных соотношением (3.107), которые могут быть найдены путем решения кинетического уравнения для сверхтепловых электронов без учета их переноса.

В [132, 133] получена следующая удобная аппроксимация скорости локального нагрева, рассчитанной с использованием решения кинетического уравнения:

$$(P_e^{\Phi\Phi})_{\text{лок}} = \varepsilon(q + \Delta q), \quad \varepsilon = 0,16 \left(9 + \lg \frac{n_e}{\sum_n n_n} \right)^2, \quad (6.411)$$

где q — скорость первичной фото- или корпускулярной ионизации; Δq — скорость вторичной ионизации; ε — эффективность локального нагрева (в эВ), зависящая только от степени ионизации $n_e / \sum_n n_n$ и представляющая собой среднюю энергию, переходящую к тепловым электронам от одного образовавшегося при ионизации электрона. В более общем случае, учитывающем перенос фотоэлектронов, выражение для скорости нагрева электронного газа должно быть записано в следующем виде:

$$P_e^{\Phi\Phi} = (P_e^{\Phi\Phi})_{\text{лок}} - \frac{\partial}{\partial s} \int_{E_M}^{\infty} \int_0^{4\pi} E \Phi \cos \theta \, dE \, d\Omega, \quad (6.412)$$

где θ —pitch-угол. Второй член в правой части выражения (6.412) представляет собой дивергенцию потока энергии, переносимой сверхтепловыми электронами вдоль геомагнитного поля. Этот член описывает унос энергии из области возникновения фотоэлектронов и ее поступление (нелокальный нагрев) в области термализации, удаленные от места, где произошла ионизация. Поток сверхтепловых электронов Φ , вошедший в (6.412), должен быть найден из кинетического уравнения (3.109) с учетом переноса сверхтепловых электронов.

Убегающие фотоэлектроны могут переносить энергию из одного полушария в другое по силовым линиям геомагнитного поля. Проходя через плазмосферу, они теряют энергию в кулоновских столкновениях с тепловыми электронами и ионами. Часть фотоэлектронов при этом может оказаться захваченной в магнитную ловушку, каковой является силовая трубка геомагнитного поля. Захваченные электроны термализуются затем при многократных пролетах между магнитными зеркалами. В плазмосфере, таким образом, накапливается тепло, которое возвращается ионосфере посредством теплопроводности. Методы расчета нагрева электронного газа, основанные на решении кинетического уравнения

для сверхтепловых электронов с учетом их переноса, детально рассмотрены в монографиях [132, 136, 264].

Отметим, что образующиеся путем ударной ионизации при высыпании из магнитосферы энергичных частиц сверхтепловые электроны нагревают окружающий электронный газ совершенно аналогично тому, как это делают фотоэлектроны. Поэтому расчет скорости корпускулярного нагрева $P_e^{\text{корп}}$ должен вестись так же, как и в случае фотоэлектронов, т. е. с использованием спектра сверхтепловых электронов, который должен быть найден из решения кинетического уравнения с источником, учитывающим ударную ионизацию высыпавшимися частицами.

6.4.2. Теплообмен электронов с нейтральным и ионным газами

В уравнении теплового баланса электронного газа (3.68) члены $P_e^{\text{упр}}$ и $\tilde{P}_e$ описывают изменение энергии тепловых электронов в упругих и неупругих столкновениях с нейтральными частицами и ионами. Скорость упругого теплообмена P_e определяется аналогично (3.65):

$$P_e^{\text{упр}} = \sum_n n_e \frac{\mu_{en}^2}{m_e m_n} \tilde{v}_{en} \cdot 3k (T_n - T_e) + \sum_i n_e \frac{\mu_{ei}^2}{m_e m_i} \tilde{v}_{ei} \cdot 3k (T_i - T_e). \quad (6.413)$$

С учетом того, что приведенная масса $\mu_{en} \simeq \mu_{ei} \simeq m_e$, (6.413) можно переписать в следующем виде:

$$P_e^{\text{упр}} = \sum_{n,i} n_e \frac{m_e}{m_{n,i}} \tilde{v}_{en,i} \cdot 3k (T_{n,i} - T_e). \quad (6.414)$$

Поскольку обычно $T_n, T_i \leq T_e$, то $P_e^{\text{упр}} \leq 0$, т. е. упругий теплообмен электронов с нейтральным и ионным газами охлаждает электронный газ.

Подставляя в (6.414) выражения (3.56) и (1.63) для частот столкновений $\tilde{v}_{en}$ и $\tilde{v}_{ei}$ и численные значения констант, можно получить (в единицах эВ·см⁻³·с⁻¹ при T , выраженной в К, n — в см⁻³) [592]:

$$P_e^{\text{упр}}(\text{O}_2) = n_e n(\text{O}_2) \cdot 1,2 \cdot 10^{-18} T_e^{1/2} (T_n - T_e) (1 + 3,6 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2}), \quad (6.415)$$

$$P_e^{\text{упр}}(\text{N}_2) = n_e n(\text{N}_2) \cdot 1,8 \cdot 10^{-19} T_e (T_n - T_e) (1 - 1,21 \cdot 10^{-4} T_e), \quad (6.416)$$

$$P_e^{\text{упр}}(\text{O}) = n_e n(\text{O}) \cdot 5,3 \cdot 10^{-19} T_e^{1/2} (T_n - T_e) (1 + 5,7 \cdot 10^{-4} T_e), \quad (6.417)$$

$$P_{ei}^{\text{упр}} = n_e n_i \cdot 7,7 \cdot 10^{-8} \frac{1}{M_i} T_e^{-3/2} (T_i - T_e), \quad (6.418)$$

где M_i — молекулярная масса иона.

Для скорости неупругого теплообмена $\tilde{P}_e$ можно записать следующее общее выражение:

$$\tilde{P}_e = \sum_{n,i} (\tilde{P}_{en} + \tilde{P}_{ei}) = \sum_{n,i} \int_0^{E_M} \int_0^{4\pi} E (\Gamma_n + \Gamma_i) dE d\Omega, \quad (6.419)$$

где Γ_n , Γ_i — интегралы неупругих столкновений тепловых электронов с нейтральными частицами и ионами. Наиболее существенными для теплового режима ионосферной плазмы являются следующие неупругие столкновения электронов [28, 132, 312, 563, 590, 592]: возбуждение переходов тонкой структуры состояния ^3P атомов O; возбуждение уровня ^1D атомов O; возбуждение колебательных и вращательных уровней молекул N_2 и O_2 ; диссоциативная рекомбинация электронов с молекулярными ионами NO^+ , O_2^+ , N_2^+ . Некоторый вклад могут давать также процессы возбуждения электронных состояний атомов азота $N(^2D)$ и молекул кислорода $O_2(^1\Delta_g)$ и $O_2(^1\Sigma_g^+)$.

С учетом максвелловского распределения тепловых электронов по скоростям с температурой T_e может быть получено следующее выражение для $\tilde{P}_{en}$ [132]:

$$\tilde{P}_{en} = -n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \sum_n \sum_{\alpha} \sum_{\beta > \alpha} n_n^{\alpha} E_{\alpha\beta} \langle \sigma_{\alpha\beta} \rangle \left(1 - \varepsilon_{\alpha\beta} \exp \frac{E_{\alpha\beta}}{kT_e} \right), \quad (6.420)$$

где n_n^{α} — концентрация нейтральных частиц сорта n , находящихся на возбужденном уровне α ; $E_{\alpha\beta} = E_{\beta} - E_{\alpha}$;

$$\langle \sigma_{\alpha\beta} \rangle = \int_0^{\infty} \sigma_{\alpha\beta}(x) e^{-x} dx \quad (6.421)$$

— усредненное значение сечения; $x = E/kT_e$; $\varepsilon_{\alpha\beta} = g_{\alpha} n_n^{\beta} / g_{\beta} n_n^{\alpha}$; g_{α} — статистический вес уровня α . Если распределение нейтральных частиц по возбужденным уровням является больцмановским, то $\varepsilon_{\alpha\beta} = \exp(-E_{\alpha\beta}/kT^*)$, где T^* — температура возбуждения, и (6.420) принимает вид

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{en} = & -n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \sum_n \sum_{\alpha} \sum_{\beta > \alpha} n_n^{\alpha} E_{\alpha\beta} \langle \sigma_{\alpha\beta} \rangle \times \\ & \times \left\{ 1 - \exp \left[E_{\alpha\beta} \left(\frac{1}{kT_e} - \frac{1}{kT^*} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (6.422)$$

Обычно средняя энергия тепловых электронов выше средней энергии возбуждения, которая для низких уровней близка к T_n , так что неупругий теплообмен также охлаждает нейтральный газ, исключая случай $T_e \leq T^*$, когда тепловые электроны становятся гасителями возбужденных состояний. Для практических расчетов электронной температуры удобны следующие приближенные (с точностью не хуже 15 % [592]) выражения для скоростей не-

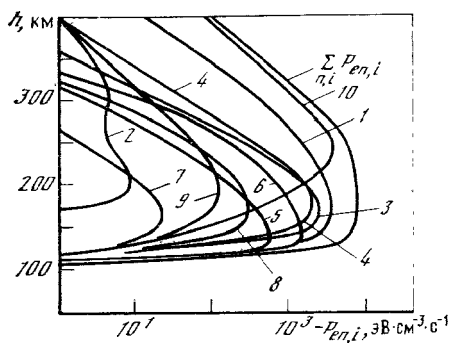


Рис. 6.25. Рассчитанные для условий дневной ионосферы над Арецибо высотные профили скоростей упругого и неупругого теплообмена электронов с нейтральными частицами и с ионами [523]

1 — $\tilde{P}_e [O(^3P)]$, 2 — $\tilde{P}_e [O(^1D)]$,
3 — $\tilde{P}_e^{\text{vib}} (O_2)$, 4 — $\tilde{P}_e^{\text{vib}} (N_2)$, 5 —
 $\tilde{P}_e^{\text{rot}} (O_2)$, 6 — $\tilde{P}_e^{\text{rot}} (N_2)$, 7 —
 $P_e (O_2)$, 8 — $P_e (N_2)$, 9 — $P_e (O)$,
10 — P_{ei}

упругого теплообмена электронов с нейтральным газом (в эВ. $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), полученные с использованием аналитических аппроксимаций для сечений и предположения о бoльцмановском распределении частиц по возбужденным уровням [132, 563, 592]:

1) возбуждение тонкой структуры атомарного кислорода:

$$\tilde{P}_e [O(^3P_j \rightarrow j')] = n_e n(O) \cdot 3,4 \cdot 10^{-12} (1 - 7 \cdot 10^{-5} T_e) \times (T_n - T_e); \quad (6.423)$$

2) возбуждение уровня ^1D атомов кислорода:

$$\tilde{P}_e [O(^1D)] = n_e n(O) \cdot 1,57 \cdot 10^{-12} \exp \left(f \frac{T_e - 3000}{3000 T_e} \right) \times \left[\exp \left(-22713 \frac{T_e - T_n}{T_e T_n} \right) - 1 \right]; \quad (6.424)$$

$$f = 2,4 \cdot 10^4 + [0,3 - 1,947 \cdot 10^{-5} (T_e - 4000)] (T_e - 1500);$$

3) возбуждение колебательных уровней молекул O_2 и N_2 :

$$\tilde{P}_e^{\text{vib}} (O_2) = n_e n(O_2) \cdot 7,45 \cdot 10^{-13} \exp \left(f \frac{T_e - 700}{700 T_e} \right) \times \left[\exp \left(-3000 \frac{T_e - T_v(O_2)}{T_e T_v(O_2)} \right) - 1 \right]; \quad (6.425)$$

$$f = 3,902 \cdot 10^3 + 4,38 \cdot 10^2 \text{th} [4,56 \cdot 10^{-4} (T_e - 2400)],$$

$$\tilde{P}_e^{\text{vib}} (N_2) = n_e n(N_2) \cdot 2,99 \cdot 10^{-12} \exp \left(f \frac{T_e - 2000}{2000 T_e} \right) \times \left[\exp \left(-g \frac{T_e - T_v(N_2)}{T_e T_v(N_2)} \right) - 1 \right]; \quad (6.426)$$

$$f = 1,06 \cdot 10^4 + 7,51 \cdot 10^3 \text{th} [1,10 \cdot 10^{-3} (T_e - 1800)],$$

$$g = 3300 + (T_e - 1000) [1,233 - 2,056 \cdot 10^{-4} (T_e - 4000)].$$

Здесь $T_v(O_2)$ и $T_v(N_2)$ — колебательные температуры молекул O_2 и N_2 соответственно;

4) возбуждение вращательных уровней молекул O_2 и N_2 :

$$P_e^{rot}(O_2) + P_e^{rot}(N_2) = n_e [7,0n(O_2) + 2,8n(N_2)] \times \\ \times 10^{-14} T_e^{1/2} (T_n - T_e). \quad (6.427)$$

Для скорости неупругого электрон-ионного теплообмена $\tilde{P}_{ei}$, полагая существенным процессом только диссоциативную рекомбинацию, можно получить следующее простое выражение [132]:

$$\tilde{P}_{ei} = -n_e k T_e \sum_i \alpha_i n_i, \quad (6.428)$$

где α_i — коэффициент скорости диссоциативной рекомбинации ионов i -го сорта.

Рассчитанные в [523] высотные профили скоростей упругого и неупругого теплообмена электронов с нейтральными частицами и ионами для дневной ионосферы над Аресибо представлены на рис. 6.25.

6.4.3. Высотное распределение температур ионов и электронов

Типичные высотные профили электронной и ионной температур для дневных и ночных равноденственных условий спокойной среднеширотной ионосферы, построенные по данным наблюдений с помощью установки некогерентного рассеяния в Миллстоун-Хилле 23—24 марта 1970 г. и расчетов, выполненных применительно к этим условиям [551], представлены на рис. 6.26. Основные характерные особенности высотного распределения температур заряженных частиц заключаются в следующем.

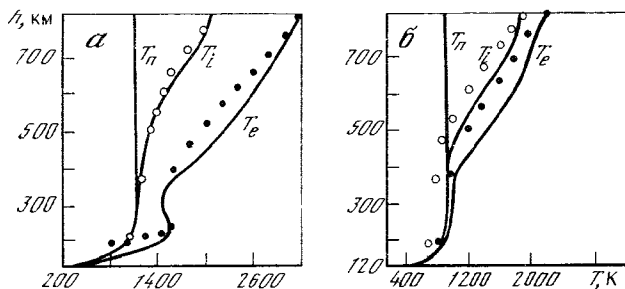


Рис. 6.26. Высотные профили нейтральной T_n , ионной T_i и электронной T_e температур по данным наблюдений некогерентного рассеяния (точки) и расчетов (кривые) для дневных (а) и ночных (б) равноденственных условий в спокойной среднеширотной ионосфере [551]

В дневное время на высотах области E обычно сохраняется тепловое равновесие между электронным, ионным и нейтральным газами ($T_e \simeq T_i \simeq T_n$) из-за высокой плотности нейтральных частиц, в столкновениях с которыми эффективно охлаждаются как ионы, так и электроны. В области $F1$ электронная температура начинает превышать T_n из-за уменьшения частоты электрон-нейтральных столкновений, тогда как ионная температура остается близкой к T_n вплоть до высот 400 км, поскольку для ионов теплообмен с нейтральным газом остается еще эффективным из-за близости масс ионов и нейтральных частиц.

С ростом высоты превышение T_e над T_n сначала нарастает, затем рост T_e замедляется или даже сменяется падением, так что в области максимума $F2$ -слоя формируется локальный минимум или перегиб на высотном профиле T_e , который тем сильнее выражен, чем больше электронная концентрация в максимуме $F2$ -слоя. Этот минимум или перегиб обусловлен усилением охлаждения электронов в столкновениях с ионами на высотах, где максимальна концентрация заряженных частиц.

В верхней части $F2$ -области, где член с дивергенцией потока тепла за счет теплопроводности преобладает над остальными членами уравнения теплового баланса электронов, наблюдается положительный высотный градиент T_e ($\sim 0,5-1$ К/км), что указывает на существование направленного вниз потока тепла из протоносферы. Это тепло запасается в протоносфере за счет термализации в ней убегающих фотоэлектронов (пролетных и захваченных).

В поведении ионной температуры теплопроводность играет меньшую роль из-за меньшей подвижности ионов. В среднеширотной $F2$ -области в уравнении теплового баланса для ионов O^+ преобладающими являются члены теплообмена с нейтральным и электронным газами, так что для стационарных условий уравнение теплового баланса ионов O^+ можно записать в виде

$$\sum_n \frac{v_{in}}{m_i + m_n} (T_n - T_i) + \frac{v_{ie}}{m_i} (T_e - T_i) = 0. \quad (6.429)$$

Если среди ион-нейтральных столкновений учитывать только преобладающие столкновения ионов O^+ с атомами O , то (6.429) сводится к простому выражению для T_i :

$$T_i = \frac{(v_{in}/2) T_n + v_{ie} T_e}{v_{in}/2 + v_{ie}}. \quad (6.430)$$

Из этого выражения видно, что в нижней части $F2$ -области, где преобладают ион-нейтральные столкновения, T_i близка к T_n . С ростом высоты v_{in} убывает быстрее, чем v_{ie} , и температура ионов стремится к электронной температуре. Члены упругого теплообмена в (6.429), пропорциональные разностям температур различных компонент ионосферной плазмы, работают как члены нагрева или охлаждения в зависимости от знака соответствующей

разности температур. Поскольку обычно в ионосфере $T_n < T_i < T_e$, то теплообмен ионов с электронами нагревает ионный газ и охлаждает электронный, а теплообмен ионов с нейтральным газом охлаждает ионный газ и нагревает нейтральный.

В спокойных ночных условиях на средних широтах, когда образование фотоэлектронов прекращается, единственным источником тепла остается тепло, запасенное днем в протоносфере. В верхней ионосфере сохраняется заметное (хотя и уменьшенное) превышение T_e и T_i над T_n , а ниже ~ 400 км температуры электронов и ионов падают до значений, равных температуре нейтрального газа. В условиях солнцестояния вблизи терминатора, когда силовая линия геомагнитного поля находится одним своим концом в освещенной (летней) ионосфере, а другим — в затемненной (зимней) сопряженного полушария, фотоэлектроны из освещенного полушария могут вносить вклад в нагрев затемненной ионосферы, приводя к соответствующему всплеску электронной температуры [28, 563].

В [136] показано, однако, что на высотах максимума $F2$ -слоя превосходное зимнее возрастание T_e связано не столько с пролетными фотоэлектронами сопряженной летней ионосферы (хотя они и дают определенный вклад), сколько с усилением притока тепла из протоносферы, разогреваемой захваченными фотоэлектронами летнего полушария. Наконец, в высоких широтах дополнительными источниками нагрева электронного газа являются выпадающие из магнитосферы энергичные частицы, а ионного газа — джоулев нагрев за счет трения быстро движущихся под действием электрических полей ионов о нейтральный газ. Оба эти источника усиливаются в периоды возмущений. Их влияние на температуры и концентрации заряженных частиц будет рассмотрено в гл. 7 и 8.

РЕГУЛЯРНЫЕ ВАРИАЦИИ ИОНОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ В РАЗЛИЧНЫХ ШИРОТНЫХ ЗОНАХ

7.1. Широтное районирование ионосферы

Параметры ионосферы, такие как концентрация электронов, ионный состав, температура и скорость направленного движения заряженных частиц, испытывают разнообразные вариации со временем и в пространстве: суточные, сезонные, широтные, долготные, с солнечной активностью, с магнитной активностью, а также вариации ото дня ко дню и от места к месту, не связанные явным образом с определенными известными причинами; причем на разных высотах все эти вариации протекают по-разному. В настоящей главе будут рассмотрены регулярные вариации ионосферных параметров, обусловленные вариациями геометрии относительного расположения точки наблюдения и Солнца, т. е. связанные с вращением Земли относительно своей оси и вокруг Солнца, а также вариациями невозмущенного излучения Солнца в цикле солнечной активности. Вариации, связанные с резкими изменениями интенсивности солнечного волнового и корпускулярного излучения, включая солнечный ветер и переносимое им межпланетное магнитное поле, и соответственно с геомагнитной активностью, мы относим к ионосферным возмущениям и рассмотрим в гл. 8. Отметим, однако, что в высоких и в субавроральных широтах обычным является возмущенное, а не спокойное состояние ионосферы.

В нижней ионосфере в *D*-, *E*- и *F1*-областях, где преобладают фотохимические процессы, регулярные вариации ионосферных параметров определяются прежде всего вариациями скорости ионообразования, т. е. вариациями зенитного угла Солнца, интенсивности его фонового излучения, параметров нейтральной атмосферы и выпадающих энергичных частиц. Широтные вариации в нижней ионосфере в отсутствие высыпаний имеют довольно гладкий характер, поскольку обусловлены в первую очередь вариациями зенитного угла Солнца. Иная ситуация имеет место в области *F2* и во внешней ионосфере, где существенную роль играют процессы переноса плазмы, контролируемые геомагнитным полем. В области *F2* широтные вариации определяются наряду с перечисленными выше факторами, ответственными за ионообразование, еще и вариациями электромагнитных дрейфов, а, следовательно, электрических полей. С этими вариациями (высыпаний и дрейфов) связано деление ионосферы на следующие широтные регионы:

а) низкоширотная, или приэкваториальная ионосфера (в пределах $\sim \pm 30^\circ$ от геомагнитного экватора), в которой геомагнитное поле почти горизонтально, отсутствует связь с вышележащей плазмосферой, важна роль вертикальных электромагнитных дрейфов, обусловленных сравнительно небольшими электрическими полями;

б) среднеширотная ионосфера (примерно от 30 до 55° геомагнитной широты), в которой геомагнитное поле умеренно наклонено и по нему осуществляется связь с плазмосферой, практически отсутствуют высыпания энергичных частиц, незначительна (по крайней мере в спокойных условиях) роль электрических полей;

в) субавроральная ионосфера, включающая в себя область главного ионосферного провала (от 55 до 65° геомагнитной широты), которая является переходной областью от средних широт к высоким; в этой области важны как горизонтальные, так и вертикальные электромагнитные дрейфы, а также направленные вдоль геомагнитного поля потоки частиц и энергии, посредством которых осуществляется взаимосвязь с периферией плазмосферы и с магнитосферным кольцевым током;

г) высокоширотная ионосфера (к полюсу от провала, т. е. $\Phi \gtrsim 65^\circ$) — район наиболее сильного ионосферно-магнитосферного взаимодействия, который можно разделить на ионосферу авроральной зоны ($\Phi \simeq 65 \div 75^\circ$), в которой максимальны интенсивности высыпаний, энергичных частиц и величины электрических полей, и ионосферу полярной шапки ($\Phi \gtrsim 75^\circ$), в которой имеет место режим сверхзвукового истечения плазмы из $F2$ -области и внешней ионосферы — полярный ветер.

Указанные здесь границы регионов условны, они могут изменяться в зависимости, например, от геомагнитной активности: с ростом геомагнитной активности границы между зонами «б», «в» и «г» смещаются к экватору. Во внешней ионосфере и магнитосфере зоне «б» соответствует устойчивая, внутренняя часть плазмосферы; с зоной «в» связаны провал легких ионов, плазмопауза и периферийная часть плазмосферы, ее «горячая» зона. Высокоширотная ионосфера авроральной зоны связана с плазменным слоем магнитосферы, ионосфера полярной шапки — с сильно вытянутыми силовыми линиями магнитосферного хвоста, а область между ними с дневной стороны — с каспом. Характер регулярных вариаций ионосферных параметров в выделенных широтных зонах и составляет предмет рассмотрения настоящей главы.

7.2. Вариации в средних широтах

7.2.1. Область D

Электронная концентрация. Суточные вариации. Амплитуда суточных вариаций электронной концентрации в D -области (уменьшение n_e от полудня к полуночи) может составлять 1,5 порядка при низкой солнечной активности и достигать 2,5 порядков

при высокой солнечной активности. На высотах выше 70 км в дневное время электронная концентрация довольно отчетливо контролируется солнечным зенитным углом. В верхней части D -области солнечный контроль осуществляется через процессы фотоионизации, в нижней — через процессы фотоотлипания электронов от отрицательных ионов, поскольку ионообразование в самой нижней части D -области идет за счет космических лучей, интенсивность которых слабо меняется в течение суток. В ночные часы временные вариации в D -области значительно менее регулярны, чем в дневные, особенно в самой нижней ее части [468]. В сумерки на высотах 65—70 км иногда появляется отчетливо выраженный слой C с электронной концентрацией в максимуме $\sim 10^2$ см $^{-3}$ и с долиной (минимумом) на высотах 70—85 км. В дневное время долина заполняется и слой C обычно исчезает, а на месте долины сохраняется ступенька — область с относительно малым высотным градиентом n_e , выше которой n_e быстро возрастает с высотой [46, 52].

Сезонные и полугодовые вариации. На рис. 7.1 представлены вариации n_e в зависимости от времени года на высотах от 60 до 80 км по данным дневных ракетных измерений при $\chi \simeq 78^\circ$ на ст. Волгоград [203]. Эти данные включают все фазы цикла солнечной активности и выявляют отчетливую полугодовую вариацию на высотах 70—80 км с максимумами летом и зимой и минимумами в равноденствие. На высотах 75—80 км зимний максимум превышает летний, на 70 км оба максимума примерно равны, ниже 70 км зимний практически исчезает.

Зимняя аномалия. Наиболее ярким типом вариаций в D -области, давно привлекающим к себе внимание исследователей, является так называемая зимняя аномалия поглощения радиоволн: резкие (на порядок и более) увеличения электронной концентрации в отдельные зимние дни, вызывающие значительные усиления поглощения радиоволн (см. [50, 51, 64, 131, 217, 303, 351]). Многие исследователи относят зимнюю аномалию к возмущениям, однако непосредственная связь этого явления с магнитной и солнечной активностью отсутствует (точнее, отсутствует короткопериодная корреляция, но с ростом солнечной активности возрастает число аномальных зимних дней). Его природу, скорее, следует искать в общей повышенной изменчивости стратомезосферы в зимнее время по сравнению с другими сезонами. Основное увеличение электронной концентрации в аномальные зимние дни имеет место на высотах ~ 75 —95 км с максимальными отклонениями вблизи 80—85 км. Явление зимней аномалии ограничено средними и субавроральными широтами 30—65° с максимумом частоты появления вблизи 50°. В приэкваториальной зоне оно отсутствует вовсе; в высоких широтах, возможно, маскируется эффектами высыпаний. Одновременно явление развивается на ограниченной территории с горизонтальными размерами порядка 500—2000 км и длится в течение 2—6 дней.

Локализация явления на высотах, где основным источником заряженных частиц является ионизация окиси азота излучением

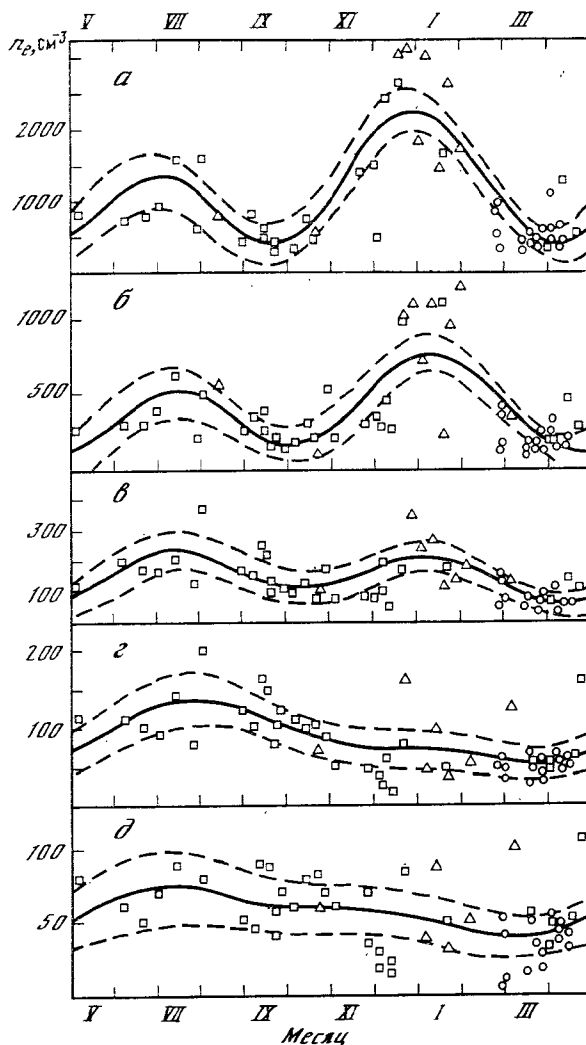


Рис. 7.1. Годовые вариации электронной концентрации на высотах от 60 до 80 км по данным ракетных измерений при $\chi \approx 78^\circ$ вблизи Волгограда [203]
 а — $h = 80$ км, б — 75, в — 70, г — 65, д — 60

В линии L_α , указывает на то, что главная причина увеличения электронной концентрации в аномальные зимние дни — увеличение содержания NO на высотах 75—95 км, так что проблема зимней аномалии, по существу, — это проблема окиси азота. В пользу этого говорят также измерения ионного состава в аномальные дни (см. ниже) и непосредственные измерения $n(\text{NO})$ [317].

Второй фактор, способствующий увеличению электронной концентрации в аномальные зимние дни, — увеличение температу-

ры на высотах 75—95 км на 50—100 К относительно средних невозмущенных значений, сопровождающееся ее уменьшением непосредственно выше и ниже этого интервала высот [507]. Рост температуры на высотах, где развивается зимняя аномалия, замедляет образование ионов-связок по реакции (6.121), увеличивает относительное содержание более медленно рекомбинирующих ионов NO^+ и тем самым увеличивает электронную концентрацию в дополнение к увеличению, связанному с ростом концентрации NO .

Увеличение $n(\text{NO})$ в среднеширотной D -области в периоды зимней аномалии связывают прежде всего с усилением процессов переноса, доставляющих NO на высоты 75—95 км сверху, из E -области, где NO образуется из NO^+ по цепочке $\text{NO}^+ \rightarrow \text{N}(^2D) \rightarrow \text{NO}$ (см. реакции (6.486), (6.229)). Возможно, кроме того, поступление NO по горизонтали из высоких широт, где содержание NO повышено за счет увеличенного количества атомов $\text{N}(^2D)$, рождаемых при диссоциации и диссоциативной ионизации молекул N_2 высыпаящимися электронами. В [131] увеличение $n(\text{NO})$ и температуры в D -области в аномальные зимние дни объясняется изменениями режима турбулентности, обусловленными повышенной активностью акустико-гравитационных волн.

Исходя из основанных на анализе экспериментальных данных о градиентах температуры и ветра предположений об изменении в аномальные дни высотных профилей критического динамического числа Ричардсона и коэффициента турбулентной диффузии, авторы рассчитали самосогласованные изменения температуры и концентраций нейтральных и заряженных частиц на одномерной модели и получили картину увеличения $n(\text{NO})$, T_n , n_e и изменений ионного состава на высотах 70—100 км, соответствующую экспериментально наблюдаемой в периоды зимней аномалии.

В работе [33] предложен механизм формирования зимней аномалии, основанный на гипотетическом фотохимическом источнике NO , а именно, предположено, что реакция атомов $\text{O}(^1D)$ с молекулами N_2 может протекать помимо основного канала (6.186) еще и по каналу с образованием N и NO (коэффициент ветвления 0,0005), требующему преодоления энергетического барьера в 1,3 эВ, т. е. возбужденные атомы $\text{O}(^1D)$ должны обладать еще и соответствующим избытком кинетической энергии. Эту энергию они могут приобрести в процессе своего образования при фотодиссоциации молекулярного кислорода. Более неблагоприятным является запрещение предложенного канала по спине.

Ионный состав. Суточные вариации. В обычных дневных условиях в самой верхней части области D ($h \gtrsim 85$ км) преобладают основные молекулярные ионы O_2^+ и NO^+ , на высотах 70—85 км преобладают кластеры (ионные связки), а ниже 70 км — отрицательные ионы. Среди ионных связок выше всех располагаются максимумы ионов $\text{NO}^+(\text{H}_2\text{O})$ и $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})$, ниже — тяжелых протонных связок $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_n$. Сведения о суточных вариациях ионного

состава в D -области, которые можно извлечь из немногочисленных ракетных данных, пока еще недостаточны для уверенных выводов. Кратко они сводятся к следующему [50, 62, 68, 131].

Относительное количество ионных связей на данной высоте, характеризуемое параметром $f^+ = n(\text{св}^+)/[n(\text{NO}^+) + n(\text{O}_2^+)]$, в ночных условиях зимой увеличивается (примерно $\sim n_e^{-2}$) и соответственно повышается высота перехода от ионных связей к основным молекулярным ионам (уровень, где $f^+ = 1$). Летом изменения состава положительных ионов в течение суток, по-видимому, малы. Что касается отрицательных ионов, то ситуация с ними еще более запутанна, поскольку немногочисленные ракетные измерения указывают порой на прямо противоположные вариации их содержания ото дня к ночи.

Суточные вариации концентраций малых нейтральных компонент и заряженных частиц различных сортов, рассчитанные по одномерной многокомпонентной модели мезосферы и нижней термосферы, представлены в [131]. Из результатов этих расчетов следует, что относительное содержание как ионных связей по отношению к $n(\text{O}_2^+)$ и $n(\text{NO}^+)$, так и отрицательных ионов по отношению к n_e увеличивается в ночные часы. Высота перехода от ионов-связок к ионам O_2^+ и NO^+ меняется примерно от 83 км днем до 86 км ночью, а верхняя граница появления заметного количества отрицательных ионов возрастает от 63 км днем до 75 км ночью.

Сезонные вариации. Из анализа масс-спектрометрических ракетных данных в работах [68, 231] было установлено, что как относительное (f^+), так и абсолютное содержание ионных связей на фиксированных высотах испытывает отчетливую сезонную вариацию: летом f^+ и $n(\text{св}^+)$ существенно выше, чем зимой ($n(\text{св}^+) \approx (1-5) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ летом и $(1-5) \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ зимой и в равноденствия), причем амплитуда сезонной вариации f^+ в средних широтах достигает фактора 100, а в высоких 1000 [231]. В [68] это различие объясняется следующим образом. Летом в области мезопаузы температура минимальна, а относительная влажность максимальна, причем амплитуда этих сезонных вариаций температуры и влажности возрастает с широтой. Это благоприятствует образованию ионных связей, поскольку ускоряется реакция (6.121) образования первичных связей $\text{NO}^+(\text{N}_2)$, константа скорости которой имеет сильную обратную зависимость от T_n , и увеличивается скорость образования связей с молекулами воды типа $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_n$, $\text{NO}^+(\text{H}_2\text{O})_n$. Модельные расчеты сезонных вариаций ионного состава в D -области, выполненные в [240], подтверждают количественно эту интерпретацию.

Зимняя аномалия. По масс-спектрометрическим измерениям, проведенным в дни аномального зимнего поглощения, установлено, что главными особенностями изменений ионного состава во время зимней аномалии являются значительное повышение содержания ионов NO^+ на высотах $\sim 75-95$ км и понижение высоты перехода от ионов-связок к ионам O_2^+ и NO^+ с 82—85 км в нормальные дни

до 76—78 км и ниже в аномальные дни [64, 131, 303]. Эти наиболее характерные для зимней аномалии вариации ионного состава легко объясняются в терминах повышения $n(\text{NO})$ и температуры в аномальные зимние дни и воспроизводятся в модельных расчетах [131]. В отдельных экспериментах в аномальные дни наблюдалось также увеличение $n(\text{O}_2^+)$, появление металлических ионов в верхней части D -области, изменения в соотношении между различными ионными связками и другие особенности, обусловленные, скорее всего, конкретными условиями измерений.

В целом же можно заключить, что вариации параметров D -области изучены в наименьшей степени по сравнению с другими высотными областями из-за недостаточности масс-спектрометрических измерений ионных и малых нейтральных компонент.

7.2.2. Регулярный E -слой

Морфология вариаций. *Электронная концентрация.* Поведение регулярного E -слоя на средних широтах наиболее изучено по сравнению с другими ионосферными областями [91]. По данным наземного вертикального зондирования накоплено большое количество информации о вариациях критической частоты f_0E и высоты максимума h_mE E -слоя. В меньшей степени исследованы особенности высотного распределения электронной концентрации, выявляемые в ракетных измерениях и по данным некогерентного рассеяния радиоволн. Примеры дневных высотных профилей n_e , измеренных на ракетах над Волгоградом при различных зенитных углах Солнца, показаны на рис. 7.2. Характерными особенностями высотных профилей $n_e(h)$ являются: резкое падение («подошва») n_e на высотах $h \leq 100$ км; существование максимума вблизи $h \simeq 110$ км (собственно E -слой); наличие выше него неглубокого минимума с последующим медленным ростом или постоянством n_e ; наличие неоднородностей с масштабами порядка 0,5—5 км по высоте, придающих изрезанный характер $n_e(h)$ -профилям. В ночные часы изрезанность $n_e(h)$ -профилей усиливается. В этом разделе мы отвлечемся от этих неоднородностей и рассмотрим сглаженную картину поведения электронной концентрации.

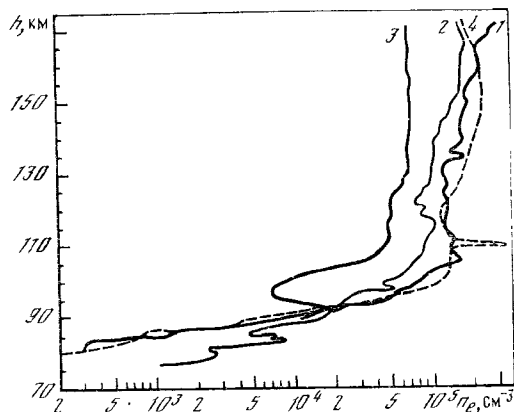
Вариации высоты E -слоя h_mE удобно представлять в виде, соответствующем теории простого слоя (см. (6.18)):

$$h_m = h_m^0 + H \ln \sec \chi, \quad (7.1)$$

где H (высота однородной атмосферы в теории простого слоя) характеризует полутолщину слоя; χ — зенитный угол Солнца. Зависимость от χ должна фактически описывать все типы вариаций, связанные с положением Солнца: суточные и сезонно-широтные. Однако в силу отличий реального E -слоя от простого чепменовского слоя параметры h_m^0 и H сами испытывают вариации, в частности сезонные. Так, например, h_m^0 и H летом выше, чем зимой: $h_m^0 =$

Рис. 7.2. Дневные профили электронной концентрации, измеренные на ракетах над Волгоградом при различных зенитных углах Солнца [300]

1—30.III.68 г., 10 ч 57 мин LT, $\chi \approx 47^\circ$; 2—21.I.69 г., 11 ч 00 мин LT, $\chi \approx 70^\circ$; 3—23.I.69 г., 14 ч 59 мин LT, $\chi \approx 80^\circ$; 4—10.VII.69 г., 11 ч 4 мин LT, $\chi \approx 30^\circ$



= 108—111 км летом и 103 км зимой; $H = 7$ —9 км летом и 4—6 км зимой [91].

Вариации максимальной электронной концентрации n_mE [91]. Наблюдаемая зависимость n_mE от зенитного угла Солнца при $\chi \leq 75 \div 80^\circ$ хорошо аппроксимируется выражением

$$n_m = n_m^0 \cos^p \chi. \quad (7.2)$$

В теории простого слоя $p = 0,5$; в реальной ионосфере n_m^0 и p испытывают вариации. В частности, оценивая p из суточных вариаций, получают $p_{\text{сут}} \approx 0,6$, а из годовых $p_{\text{год}} \approx 0,5$.

Широтные вариации. В приэкваториальной зоне ($\varphi \leq 30^\circ$) p максимально: $p_{\text{сут}} \approx 0,62 \div 0,66$, $p_{\text{год}} \approx 0,65 \div 0,7$; в авроральной зоне p минимально: $p_{\text{сут}} \approx 0,2$, $p_{\text{год}} \approx 0,4$ (ослабление солнечного контроля из-за высыпаний энергичных частиц), в полярной шапке $p \rightarrow 0,5$. Величина n_m^0 минимальна на широтах 30 — 40° , возрастая на 15 — 20 % к экватору и к авроральной зоне. При фиксированном χ концентрация n_m убывает от экватора (примерно на 20 % к $\varphi \approx 60^\circ$).

Сезонные и полугодовые вариации. На средних широтах в равноденствия $p_{\text{сут}} \approx 0,6$, а в солнцестояния $p_{\text{сут}} \approx 0,54$. При фиксированном зенитном угле имеет место «зимняя аномалия»: зимой n_m на 5 — 10 % выше, чем летом. Амплитуда полугодовых вариаций n_m с максимумами в равноденствия составляет около 10 % в высоких широтах ($\varphi \approx 70^\circ$), минимальна (1 — 2 %) на широтах $\varphi \approx 30^\circ$ и несколько возрастает (до 2 — 3 %) к экватору.

Вариации с солнечной активностью. Зависимость медианных или среднемесячных значений критической частоты f_0E от солнечной активности принято представлять в виде

$$f_0E = A(1 + aW)^{1/4} \cos^{p/2} \chi, \quad (7.3)$$

где W — среднемесячное число Вольфа солнечных пятен; $A = 3,2 \div 3,4$ МГц; $a = (7 \div 11) \cdot 10^{-3}$, причем A и a могут зависеть

от широты, сезона и фазы цикла солнечной активности. В [91] показано, что соотношение (7.3) является весьма грубым и плохо отражает связь текущих значений f_0E с ионизирующим излучением Солнца. Лучшая корреляция имеет место между f_0E и индексом солнечного радиоизлучения $F_{10,7}$:

$$f_0E \sim [1 + 0,094(F_{10,7} - 66)]^{1/4}. \quad (7.4)$$

В работе [334] предпринята попытка объединить все типы вариаций в единую прогностическую модель месячных медианных значений f_0E :

$$(f_0E)^4 = ABCD, \quad (7.5)$$

где A описывает вариации с солнечной активностью:

$$A = 1 + 0,0094(F_{10,7} - 66); \quad (7.6)$$

B описывает сезонную вариацию:

$$B = (\cos \chi')^m, \quad (7.7)$$

где

$$m = \begin{cases} -1,93 + 1,92 \cos \varphi & \text{при } |\varphi| < 32^\circ, \\ 0,11 - 0,49 \cos \varphi & \text{при } |\varphi| \geq 32^\circ; \end{cases}$$

C описывает широтную вариацию:

$$\begin{aligned} C &= X + Y \cos \varphi, \\ X &= 23, \quad Y = 116 & \text{при } |\varphi| < 32^\circ, \\ X &= 92, \quad Y = 35 & \text{при } |\varphi| \geq 32^\circ; \end{aligned} \quad (7.8)$$

D описывает суточную вариацию:

$$D = \cos^{2p} \chi, \quad \chi \leq 73^\circ. \quad (7.9)$$

Согласно [454]

$$p = \begin{cases} 0,6 & \text{при } |\varphi| > 12^\circ, \\ 0,655 & \text{при } |\varphi| \leq 12^\circ. \end{cases}$$

Для больших значений χ в [490] получено:

$$\begin{aligned} D &= \cos^{2p}(\chi - \delta\chi), \quad 73^\circ < \chi \leq 90^\circ, \\ \delta\chi &= 6,27 \cdot 10^{-13}(\chi - 50^\circ)^8, \end{aligned} \quad (7.10)$$

Для ночных часов в [526] предложено:

$$D = \begin{cases} 0,077^{2p} \exp[-1,68(T_1 - t)], & 0 \text{ ч} \leq t \leq T_1, \\ 0,077^{2p} \exp[-1,01(t - T_2)], & T_2 \leq t \leq 24 \text{ ч}, \end{cases} \quad (7.11)$$

где t — местное время; T_1 — местное время местного восхода Солнца ($\chi = 90^\circ$); T_2 — местное время местного захода Солнца ($\chi = 90^\circ$).

Ионный состав. Преобладающими ионами в E -слое являются ионы NO^+ и O_2^+ , примесными — N_2^+ , O^+ и металлические ионы. В то время как выше 140 км (в области F_1) отношение $n(\text{NO}^+)/n(\text{O}_2^+) \approx 2 \pm 1$ и слабо меняется в течение дня, на высотах 100—120 км, т. е. собственно в E -слое, это отношение возрастает с зенитным углом, достигая примерно 10 при $\chi \approx 90^\circ$ и будучи приблизительно пропорциональным $1/n_e$ [63].

Температуры электронов и ионов. В силу высокой плотности нейтральных частиц температуры электронов и ионов на высотах E -слоя должны быть близки к температуре нейтрального газа (во всяком случае в спокойных среднеширотных условиях), как это предсказывают расчеты по уравнениям теплового баланса для заряженных частиц (см. п. 6.4.3) и подтверждают измерения T_e и T_i с помощью установок НР [464]. Однако ракетные зондовые измерения T_e указывают на систематическое превышение T_e над T_n в E -области, составляющее 200—400 К [267, 464, 514]. При этом наблюдаются значительные отклонения функции распределения тепловых электронов ($E < 1$ эВ) от максвелловской в области высокоэнергичного хвоста [292, 514] (максимумы, приписываемые столкновениям с колебательно-возбужденными молекулами [292]). Выше 140 км результаты измерений с помощью установок НР и зондов на ракетах дают близкие значения T_e [267]. Причины расхождения результатов измерений T_e в E -области двумя методами остаются пока не выясненными.

Интерпретация наблюдений. На высоты $h = 110 \div 120$ км без заметного ослабления проникает солнечное излучение из двух крайних участков спектра ионизирующего излучения: 1) рентгеновское с $\lambda < 100 \text{ \AA}$ (преимущественно в диапазоне 40—60 $\text{\AA}$) и 2) длинноволновое с $\lambda > 911 \text{ \AA}$, главным образом в линиях L_β ($\lambda = 1026 \text{ \AA}$) и $\lambda = 977 \text{ \AA}$. Рентгеновское излучение ионизирует все главные нейтральные компоненты: N_2 , O_2 и O , длинноволновое — только O_2 .

Анализ, выполненный в [91], показал, что в спокойных условиях при средней солнечной активности вклад рентгеновского излучения в ионизацию E -области невелик ($\leq 20\%$), и можно считать, что ионизируется одна атмосферная компонента: O_2 . В периоды солнечных вспышек относительный вклад рентгеновского излучения возрастает и при ярких вспышках может стать больше, чем от длинноволнового излучения.

В сумеречных условиях (при больших зенитных углах Солнца) становится важной ионизация NO линией L_α ($\lambda = 1216 \text{ \AA}$). Дело в том, что интенсивность этой яркой и глубоко проникающей линии ослабевает с ростом χ гораздо медленнее, чем интенсивность более коротковолнового излучения. Поэтому, несмотря на малость $n(\text{NO})$, произведение $I(L_\alpha)n(\text{NO})$ в сумерки может быть достаточно большим, чтобы вклад $q(\text{NO})$ стал значительным (сравнимым с $q(\text{O}_2)$) [124].

В ночные часы источником ионизации E -слоя является рассеянное геокороной излучение; с ростом широты и геомагнитной активности усиливается роль высыпавшихся из магнитосферы энергичных частиц [90].

Основными химическими реакциями в E -области являются реакции диссоциативной рекомбинации (6.46), (6.48) и ионно-молекулярные реакции (6.52), (6.53), (6.73), (6.74), (6.76), (6.77), (6.81). Следует обратить внимание на то, что в пяти из семи ионно-молекулярных реакций первичные ионы O_2^+ , N_2^+ и O^+ перерабатываются в ионы NO^+ . Это и приводит к преобладанию ионов NO^+ над всеми остальными. Для стационарных дневных условий уравнения непрерывности в фотохимическом приближении запишутся в следующем виде:

ионы O_2^+ :

$$q(O_2^+) + [O_2] \{k(O^+, O_2)[O^+] + k(N_2^+, O_2)[N_2^+]\} - \\ - [O_2^+] \{k(O_2^+, e)n_e + k(O_2^+, NO)[NO] + k(O_2^+, N)[N] + \\ + k(O_2^+, N_2)[N_2]\} = 0; \quad (7.12)$$

ионы NO^+ :

$$q(NO^+) + k(O^+, N_2)[O^+][N_2] + [O_2^+] \{k(O_2^+, NO)[NO] + \\ + k(O_2^+, N)[N] + k(O_2^+, N_2)[N_2]\} + k(N_2^+, O)[N^+][O] - \\ - k(NO^+, e)[NO^+]n_e = 0; \quad (7.13)$$

ионы O^+ :

$$q(O^+) - [O^+] \{k(O^+, O_2)[O_2] + k(O^+, N_2)[N_2]\} = 0; \quad (7.14)$$

ионы N_2^+ :

$$q(N_2^+) - [N_2^+] \{k(N_2^+, O)[O] + k(N_2^+, O_2)[O_2]\} = 0, \quad (7.15)$$

где квадратные скобки означают концентрацию частиц. Концентрация электронов найдется как

$$n_e = [O_2^+] + [NO^+] + [O^+] + [N_2^+] \approx [O_2^+] + [NO^+]. \quad (7.16)$$

С учетом (7.16) система уравнений (7.12)–(7.15) может быть сведена к одному кубическому уравнению для n_e :

$$n_e^3 + \frac{\mu}{k(O_2^+, e)} n_e^2 - \left[\frac{Q(O_2^+)}{k(O_2^+, e)} + \frac{Q(NO^+)}{k(NO^+, e)} \right] n_e - \\ - \frac{\mu}{k(O_2^+, e)k(NO^+, e)} q = 0, \quad (7.17)$$

где

$$\mu \equiv k(O_2^+, NO)[NO] + k(O_2^+, N)[N] + k(O_2^+, N_2)[N_2], \quad (7.18)$$

$$Q(O_2^+) \equiv q(O_2^+) + \frac{q(O^+)}{1 + \frac{k(O^+, N_2)[N_2]}{k(O^+, O_2)[O_2]}} + \frac{q(N_2^+)}{1 + \frac{k(N_2^+, O)[O]}{k(N_2^+, O_2)[O_2]}}, \quad (7.19)$$

$$Q(NO^+) \equiv q(NO^+) + \frac{q(O^+)}{1 + \frac{k(O^+, O_2)[O_2]}{k(O^+, N_2)[N_2]}} + \frac{q(N_2^+)}{1 + \frac{k(N_2^+, O_2)[O_2]}{k(N_2^+, O)[O]}}, \quad (7.20)$$

$$q \equiv Q(O_2^+) + Q(NO^+) = q(O_2^+) + q(N_2^+) + q(O^+) + q(NO^+). \quad (7.21)$$

В работе [127] получено точное аналитическое решение уравнения (7.17), имеющее весьма громоздкий вид. Там же показано, что, раскладывая это точное решение в ряд по степеням q , можно получить приближенное решение, справедливое с точностью не хуже 10 % практически при любых невозмущенных значениях q ($\leq 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$):

$$n_e = \begin{cases} \sqrt{\frac{q}{k(NO^+, e)}} + \frac{Q(O_2^+)[1 - k(O_2^+, e)/k(NO^+, e)]}{2\mu} \\ \text{при } \frac{9}{2} \frac{\mu^2}{k(O_2^+, e)} + Q(O_2^+) > \frac{k(O_2^+, e)}{k(NO^+, e)} [3Q(O_2^+) + 2Q(NO^+)], \\ \left[\frac{Q(O_2^+)}{k(O_2^+, e)} + \frac{Q(NO^+)}{k(NO^+, e)} + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu}{k(O_2^+, e)} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{3} \frac{\mu}{k(O_2^+, e)} \\ \text{при } \frac{2}{9} \frac{\mu^2}{k(O_2^+, e)} + Q(O_2^+) \leq \frac{k(O_2^+, e)}{k(NO^+, e)} [3Q(O_2^+) + 2Q(NO^+)]. \end{cases} \quad (7.22)$$

Выражения (7.22) явным образом связывают n_e с q , концентрациями нейтральных компонент и константами химических реакций. Зная n_e , можно определить концентрации главных ионных компонент:

$$[O_2^+] = \frac{Q(O_2^+)}{\mu + k(O_2^+, e)n_e}, \quad (7.23)$$

$$[NO^+] = \frac{Q(NO^+) + \mu[O_2^+]}{k(NO^+, e)n_e}, \quad (7.24)$$

$[O^+]$ и $[N_2^+]$ легко находятся непосредственно из уравнений баланса (7.14) и (7.15). Из (7.22) видно, что в отсутствие азотных компонент ($\mu \rightarrow 0$)

$$n_e \rightarrow \left[\frac{Q(O_2^+)}{k(O_2^+, e)} \right]^{1/2} = \left[\frac{q(O_2^+)}{k(O_2^+, e)} \right]^{1/2} \quad (7.25)$$

и n_e определяется теорией простого слоя для атмосферы, состоящей из молекулярного кислорода. При больших μ , т. е. при высоких концентрациях азотных компонент,

$$n_e \rightarrow \sqrt{q/k(\text{NO}^+, e)}, \quad (7.26)$$

т. е. эффективный коэффициент рекомбинации определяется рекомбинацией ионов NO^+ . При промежуточных значениях μ отклонения n_{em} от закона

$$n_{em} \sim \sqrt{q_m} \sim \cos^{0,5} \chi, \quad (7.27)$$

отмеченные при рассмотрении наблюдаемых вариаций $n_m E$, т. е. отличия p от 0,5 в (7.2), обусловлены различием в коэффициентах $k(\text{O}_2^+, e)$ и $k(\text{NO}^+, e)$ скорости диссоциативной рекомбинации ионов O_2^+ и NO^+ .

В работах [127, 130] путем анализа соотношений (7.22) показано, что при $T_e = T_n$ значения показателя p в (7.2) могут составлять от 0,52 до 0,6, уменьшаясь с зенитным углом, что соответствует наблюдениям. Значения $p > 0,6$ могут иметь место при $T_e > T_n$. Поскольку T_e зависит от q через скорость локального нагрева электронного газа фотоэлектронами (см. п. 6.4.1), а $k(\text{O}_2^+, e)$ и $k(\text{NO}^+, e)$ зависят от T_e , то эффективный коэффициент рекомбинации $\alpha_{\text{эф}}$ оказывается зависящим от q , даже если $k(\text{O}_2^+, e) = k(\text{NO}^+, e)$. Таким образом, отличие T_e от T_n вносит дополнительный вклад в отличие p от 0,5 помимо обусловленного различием $k(\text{O}_2^+, e)$ и $k(\text{NO}^+, e)$. В [127] показано, что, когда T_e превышает T_n на $\sim 10\%$, величина p составляет 0,615—0,64.

В работе [12] отмечается, что для согласования расчетных и наблюдаемых абсолютных значений $n_m E$ и интенсивностей солнечного ионизирующего излучения требуются меньшие значения $\alpha_{\text{эф}}$, чем те, которые соответствуют общепринятым значениям $k(\text{O}_2^+, e)$ и $k(\text{NO}^+, e)$. На основании этого авторы [12] выдвинули гипотезу о вкладе колебательно-возбужденных ионов NO^+ , которые рекомбинируют медленнее, чем невозбужденные ионы NO^+ , и уменьшают тем самым общую скорость рекомбинации электронов, т. е. уменьшают $\alpha_{\text{эф}}$.

Что касается вариаций n_e в E -области, не связанных с зенитным углом Солнца (зимняя аномалия, полугодовые вариации, вариации с солнечной активностью), то их интерпретация может быть дана в терминах соответствующих вариаций состава нейтральной атмосферы и солнечного ионизирующего излучения [91]. В частности, зимняя аномалия слоя E может быть объяснена в предположении, что при переходе через турбопаузу (снизу вверх) отношение $[\text{O}_2]/[\text{N}_2]$ зимой уменьшается в 3 и более раз быстрее, чем летом, за счет резкого уменьшения зимой коэффициента турбулентной диффузии.

Наблюдаемые вариации ионного состава в E -области могут быть объяснены с использованием выражений (7.23) и (7.24). Учти-

тывая, что в E -слое $Q(\text{NO}^+) \ll \mu[\text{O}_2^+]$ (ионы NO^+ образуются главным образом из ионов O_2^+), получим из (7.23) и (7.24)

$$[\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+] \approx \mu/k(\text{NO}^+, e) n_e \sim 1/n_e, \quad (7.28)$$

как это и наблюдается на высотах $h \leq 130$ км (рост $[\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$ с увеличением зенитного угла Солнца). На больших высотах (в области $F1$), напротив, можно пренебречь членами с μ в (7.23) и (7.24) и зависимость $[\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$ от n_e исчезает.

7.2.3. Слой $F1$

Морфология вариаций. *Электронная концентрация.* Слой $F1$ проявляется как выступ или область перегиба на $n_e(h)$ -профиле между слоями E и $F2$ на высотах 160—200 км и редко развивается в отчетливый максимум, располагающийся чаще всего вблизи высоты h_m $F1 \simeq 170$ км [90, 207, 225]. На ионограммах вертикального зондирования слой $F1$ обнаруживается исключительно в освещенное время суток и лучше всего выражен при минимальных зенитных углах Солнца, т. е. гораздо более развит и регулярен летом, чем зимой. С ростом солнечной активности устойчивость слоя $F1$ ухудшается, а в максимуме активности зимой он вовсе не наблюдается. Поведение средних значений электронной концентрации в слое $F1$, как и в регулярном слое E , хорошо описывается законом (7.2), но в отличие от слоя E значения p не больше, а несколько меньше величины 0,5, предписываемой теорией простого слоя. Для долгосрочного прогнозирования критической частоты слоя $F1$ используют выражение [196]

$$f_0 F1 = 4,5(1 + 0,0024R) \cos^{0,22} \chi, \quad (7.29)$$

где R — число солнечных пятен для данного месяца; $f_0 F1$ — в МГц.

Ионный состав. В нижней части области $F1$ (ниже $h_m F1$, т. е. на высотах 140—160 км) основные ионы — NO^+ и O_2^+ , примесные — N_2^+ и O^+ . На высотах несколько выше $h_m F1$ или области перегиба $n_e(h)$ -профиля ($h \sim 170$ км) концентрация ионов O^+ становится сравнимой с $[\text{NO}^+]$ и $[\text{O}_2^+]$, а с дальнейшим ростом высоты и переходом в $F2$ -область ионы O^+ становятся доминирующими (рис. 7.3). Чем меньше относительное содержание ионов O^+ в области $F1$, тем лучше выражен слой $F1$.

Температуры ионов и электронов. В среднеширотной области $F1$ $T_i = T_n$ как днем, так и ночью; электронная же температура T_e растет с высотой гораздо быстрее, чем T_n , и в верхней части области $F1$ T_e может превышать T_n на несколько сот градусов (вплоть до 1000 К; см. также п. 6.4.3).

Интерпретация наблюдений. В области $F1$ основными ионизующими компонентами нейтральной атмосферы являются N_2 и O , а основным ионизирующим излучением — излучение с длинами

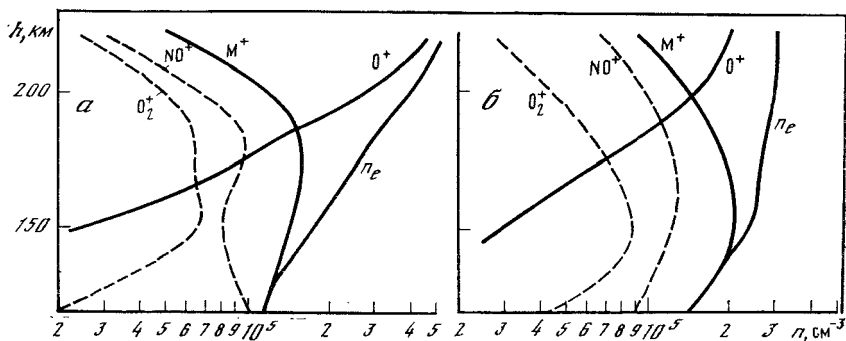


Рис. 7.3. Эмпирические модельные высотные профили концентраций электронов, ионов O^+ , O_2^+ , NO^+ и суммы концентраций молекулярных ионов (M^+) для зимы (а) и лета (б) при низкой солнечной активности ($F_{10.7} \leq 110$) [260]

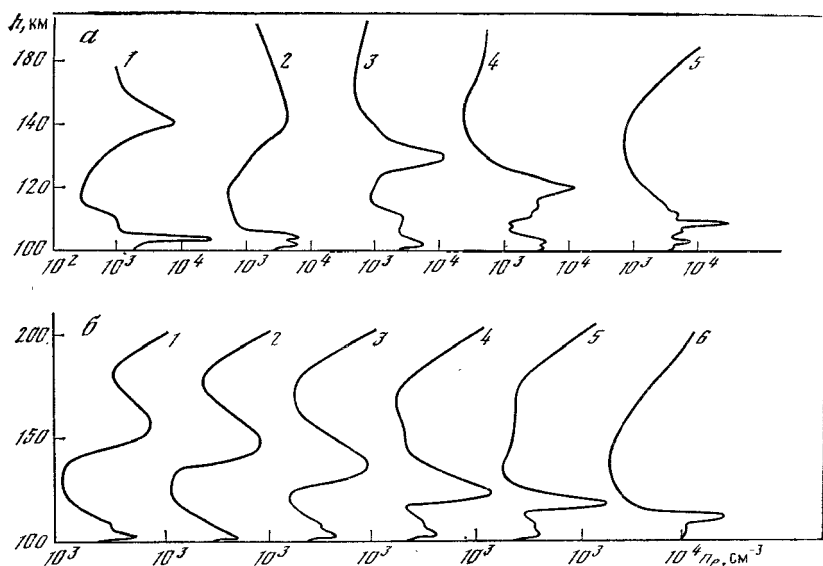


Рис. 7.4. Последовательности высотных профилей электронной концентрации а — измерения на ракетах в течение ночи 22. II.68 г. над о-вом Уоллопе [575]; б — расчет с учетом металлических ионов и совместного действия ветров зимней циркуляции, суточной гармоник $S_{1,3}$ и полусуточной гармоник $S_{2,4}$ с амплитудами скорости соответственно 10, 10, 15 м/с [124].

а: 1—0 ч 9 мин LT, 2—1 ч 30 мин, 3—3 ч, 4—4 ч 30 мин, 5—6 ч 2 мин; б: 1—6—соответственно 0, 1, 2, 3, 4 и 5 ч LT

волн 100—910 Å. Таким образом, в области $F1$ основными первичными ионами являются N_2^+ и O^+ , преобладают же ионы NO^+ и O_2^+ , которые образуются преимущественно путем превращения ионов N_2^+ и O^+ в ионно-молекулярных и ионно-атомных реак-

циях. Основные химические реакции в области $F1$ те же, что и в E -слое, хотя относительная роль отдельных реакций изменяется. В частности, уменьшается роль реакций ионов $[O_2^+]$ с азотными компонентами, но возрастает роль реакций с участием ионов N_2^+ и O^+ . В верхней части области $F1$ возрастает роль процессов переноса, в частности амбиполярной диффузии, и фотохимическое приближение перестает быть справедливым. Поэтому уравнение баланса для электронной концентрации (7.17) и соответственно его решение (7.22) могут быть использованы для анализа поведения слоя $F1$ лишь на высотах $h \leq 180$ км.

Механизм формирования особенности на профиле $n_e(h)$, регистрируемой как слой $F1$, может быть понят из рассмотрения рис. 7.3, на котором представлены эмпирические высотные профили n_e , $[O_2^+]$, $[NO^+]$, $[M^+] = [O_2^+] + [NO^+]$ и $[O^+]$ для зимних и летних полуденных условий при низкой солнечной активности ($F_{10,7} \leq 110$) [260]. Видно, что выступ на $n_e(h)$ -профиле с точкой перегиба на $h = 170$ км формируется в летних условиях, когда переход от преобладания молекулярных ионов к преобладанию иона O^+ (или переход от квадратичного закона потерь электронов к линейному (см. п. 6.2.4)) происходит выше максимума концентрации молекулярных ионов $[M^+] = [NO^+] + [O_2^+]$, расположенного вблизи максимума q . Собственно, этот максимум $[M^+]$ и формирует слой $F1$ как выступ или локальный максимум на профиле $n_e(h)$.

В зимних условиях переход от молекулярных ионов к ионам O^+ происходит примерно на уровне максимума $[M^+]$, и этот максимум подавляется, маскируется наличием ионов O^+ , концентрация которых монотонно растет в области $F1$. Таким образом, степень развития слоя $F1$ определяется тем, как складываются высотные профили $[M^+]$ и $[O^+]$: чем меньше отношение $[O^+]/[M^+]$ в окрестности максимума $[M^+]$, тем лучше развит слой $F1$. В свою очередь, отношение $[O^+]/[M^+]$ определяется соотношением между концентрациями нейтральных атомов O и молекул O_2 и N_2 , как это нетрудно видеть из уравнения баланса для ионных компонент (7.12)—(7.15). Поскольку отношения $[O]/[O_2]$ и $[O]/[N_2]$ убывают от зимы к лету и в периоды возмущений (см. разд. 5.10 и 5.15), то этим и объясняется преимущественное появление слоя $F1$ летом и в возмущенных условиях (см. также п. 8.6.2). Поскольку с ростом зенитного угла Солнца и солнечной активности высота максимума q , а с ним и максимума $[M^+]$ увеличивается, то условия образования слоя $F1$ при этом ухудшаются.

7.2.4. Спорадический слой E_s и ночная долина между E - и F -слоями

Результаты наблюдений [44, 124, 266а, 268]. Обратимся теперь к неоднородной структуре высотных профилей электронной концентрации в областях E и $F1$ ионосферы. При вертикальном радио-

зондировании ионосферы спорадически регистрируются отражения от высот E -слоя на частотах, значительно превышающих критическую частоту f_0E регулярного E -слоя. Эти отражения интерпретируют как *спорадический слой E_s* . По виду ионограмм среднеширотный слой E_s делят на типы: f — плоский, ночной; l — низкий (расположен ниже регулярного E -слоя); h — высокий; c — пикообразный [220]. Максимальную частоту отражения обыкновенной волны от слоя E_s обозначают f_0E_s и называют *предельной частотой*. Она может достигать значений 10—12 МГц и превышать критические частоты вышележащих слоев; слой E_s в этом случае экранирует вышележащую ионосферу от проникновения в нее радиоволн, распространяющихся снизу.

Это экранирование, однако, может быть неполным, т. е. возможны отражения одновременно и от слоя E_s , и от слоя F на одной и той же частоте (эффект полупрозрачности слоя E_s , указывающий на его «облачную» структуру по горизонтали). В связи с этим вводят параметр f_bE_s — *частоту экранирования*, определяемую как наименьшая частота отражения обыкновенной волны, на которой слой E_s становится прозрачным. В силу полупрозрачности слоя E_s его параметры f_0E_s и f_bE_s зависят от чувствительности зондирующей аппаратуры. Высоту слоя E_s характеризуют параметром $h'E_s$ — *наименьшей действующей высотой следа*, по которому определяется f_0E_s . Вероятность появления слоя E_s (PE_s) определяют как отношение числа обнаружений к числу наблюдений. К нерегулярным образованиям, родственным E_s , следует, по-видимому, относить и иногда наблюдаемые слои $E2$ и $F1,5$, а также прочие расслоения областей E и $F1$ [31, 102, 220, 277].

Наиболее полную информацию о высотном распределении нерегулярных образований дают ракетные измерения. На рис. 7.4, а представлена последовательность высотных профилей электронной концентрации, измеренных на ракетах в течение одной ночи над о-вом Уоллопс [575]. На каждом профиле видно наличие по крайней мере двух слоев: сравнительно гладкого в верхней части и более изрезанного в нижней части профиля, с отчетливым перемещением верхнего слоя вниз до слияния с нижним слоем. Типичные значения скорости перемещения слоев вниз составляют величины порядка 1 м/с. Характерные толщины слоев находятся в пределах 0,2—5 км. Отмечают существование преимущественных высот появления слоя E_s : 96, 103—107, 111—112, 117—118 и 128 км. С уменьшением hE_s величина f_0E_s обычно возрастает, а толщина уменьшается. Горизонтальные размеры слоев составляют 100—300 км, а размеры неоднородностей внутри них порядка 50—500 м. Отмечаются горизонтальные движения этих неоднородностей со скоростями порядка 30—150 м/с.

Несмотря на спорадичность появления слоев E_s , в вариациях его параметров выявляются вполне отчетливые закономерности, позволяющие говорить о регулярности этих вариаций. Вероятность появления E_s максимальна летом (достигает 80—90 %),

минимальна зимой ($\sim 50-60\%$). Во все сезоны PE_s днем выше, чем ночью, но имеются также утренний и вечерний максимумы, которые выявляются более отчетливо с уменьшением широты и лучше выражены зимой. Частота экранирования $f_b E_s$ также максимальна летом, минимальна зимой; днем выше, чем ночью, но в зимнее время имеются утренний и вечерний максимумы, отстоящие на 12 ч (перед восходом и после захода). Летом имеется один широкий дневной максимум. Средние дневные значения $h' E_s$ зимой несколько выше, чем летом, но имеют большую дисперсию.

Суточная вариация $h' E_s$ во все сезоны характеризуется двумя максимумами (утренним и вечерним), наиболее отчетливо выраженными летом. Таким образом, в суточных вариациях практически всех параметров слоя E_s просматриваются как суточная, так и полусуточная гармоника с различными соотношениями между ними в разные сезоны. Наиболее характерная особенность ионного состава в спорадических слоях — преобладание в них металлических ионов и малое (относительно фона вне слоя) содержание ионов NO^+ и O_2^+ , доминирующих в обычных условиях.

Интерпретация наблюдений. В настоящее время общепринятой является теория «ветрового сдвига», объясняющая формирование среднеширотных спорадических слоев конвергенцией (отрицательной дивергенцией) вертикального потока заряженных частиц, т. е. их сгонкой по вертикали с накоплением на некоторой высоте (см. п. 6.3.8). Эта сгонка может быть обусловлена соответствующей неоднородностью вертикальной структуры горизонтальных движений нейтрального газа (ветровой сдвиг); вклад вертикальных движений нейтрального газа мал из-за того, что $V_{nz} \ll V_{nx}, V_{ny}$. Кроме того, как отмечалось в п. 6.3.8, формирование неоднородностей высотного распределения заряженных частиц в E -области может быть обусловлено и постоянными по высоте электрическими полями и нейтральными ветрами за счет высотной зависимости степени замагниченности ионов (отношения $\gamma_i = \sum_n v_{in}/\Omega_i$). Эффективность этих механизмов высока ночью из-за

возрастания времени жизни ионов, их действие влияет не только на E -слой, но и формирует весь профиль электронной концентрации в ночной долине между E - и F -слоями. При наличии долгоживущих металлических ионов эффективность механизмов переноса резко возрастает, обеспечивая скопление этих ионов в узкие слои с концентрацией, на порядок и более превышающей фоновую.

Из сказанного следует, что вариации параметров среднеширотных спорадических слоев и ночной долины между E - и F -слоями должны быть связаны с вариациями движений нейтральной атмосферы (внутренних гравитационных волн (ВГВ), приливов, планетарных волн) на высотах E - и F_1 -областей ионосферы, а также с вариациями содержания металлических ионов. Воздействие внутренних гравитационных волн на высотное распределение заряженных частиц в ночной ионосфере в отсутствие металлических

ионов исследовалось методом численного моделирования в [234]. В этой работе было показано, что ВГВ с периодом порядка 45 мин и с амплитудой горизонтальной скорости нейтрального газа ~ 50 м/с формируют в ночной ионосфере на высотах области E даже в отсутствие металлических ионов слой с заметно повышенным содержанием электронов, зарождающийся вначале на высотах вблизи $h = 200$ км и опускающийся вниз со скоростью примерно 25 м/с, близкой к вертикальной фазовой скорости волны, с одновременным утоньшением слоя. Такое поведение соответствует морфологии вертикально перемещающихся возмущений в E - и F -областях ионосферы, описанной, например, в [31, 102, 277]. Утоньшение слоя по мере его опускания вниз связано с характерным для ВГВ уменьшением вертикальной длины волны при уменьшении высоты; определенную роль играет и распыление неоднородности по вертикали на больших высотах за счет амбиполярной диффузии.

Аналогичное воздействие на высотное распределение заряженных частиц оказывают и приливные волны, при этом соответственно возрастанию периода волны замедляется (по сравнению с ВГВ) движение образовавшейся неоднородности вниз. На рис. 7.4, б представлены профили n_e , рассчитанные с учетом металлических ионов и совместного действия ветров зимней циркуляции, суточной ($S_{1,3}$) и полусуточной ($S_{2,4}$) гармоник приливных волн с амплитудами скоростей соответственно 10, 10 и 15 м/с в области E . Скорость перемещения слоя вниз составляет в этом случае ~ 3 м/с. Из сопоставления рис. 7.4, а и 7.4, б видно хорошее качественное согласие результатов расчетов и наблюдений.

Детальное исследование влияния ветров сезонной циркуляции, приливов и ВГВ на сезонно-суточное поведение среднеширотных спорадических слоев выполнено в работах [124, 125, 128]. В этих исследованиях, в частности, показано, что

а) преобладающие зимние ветры, направленные на юго-запад, формируют высотный профиль вертикальной ионной скорости, углубляющий долину и препятствующий возникновению слоя E_s ;

б) летние преобладающие ветры с амплитудами порядка 30—50 м/с, направленные на северо-восток, способствуют появлению E_s и при наличии металлических ионов могут формировать устойчивый слой повышенной электронной концентрации на высотах порядка 120—130 км;

в) аналогичные эффекты могут вызывать однородные электрические поля, направленные на юго-восток и северо-запад соответственно. При наличии металлических ионов в ночной ионосфере слой E_s могут формироваться электрическими полями с амплитудами порядка 1 мВ/м, в отсутствие Me^+ требуются поля с амплитудами более 5 мВ/м. Вариации электрических полей могут существенно влиять на высоты E_s -слоев;

г) на суточное поведение параметров слоя E_s существенное влияние оказывают суточная и особенно полусуточная гармоники атмосферных приливов. В частности, действием приливной гармо-

ники $S_{2,4}$ объясняется наличие полусуточных гармоник в зимнем суточном ходе $f_b E_s$ и в летнем суточном ходе $h' E_s$. Суточная гармоника может в определенных условиях обеспечивать одновременное образование нескольких слоев E_s на высотах, близких к наблюдаемым высотам преимущественного появления E_s . Отмечается, что вклад суточной гармоник в наблюдаемое поведение параметров спорадических слоев может быть завышен из-за трудностей регистрации E_s в ночное время методами радиозондирования. Наиболее благоприятным временем образования спорадических слоев являются восходно-заходные часы, когда из-за различия в коэффициентах рекомбинации слои долгоживущих металлических ионов легче всего выделяются на фоне основных ионов; приливные гармоник с периодами $T = 8 \div 12$ ч и амплитудами порядка 20—50 м/с при наличии металлических ионов способны формировать слой E_s даже в дневных условиях;

д) внутренние гравитационные волны с периодами порядка 1 ч могут приводить к накоплению металлических ионов на высотах $h \simeq 95$ км. Это обусловлено тем, что на меньших высотах ионы уже не контролируются геомагнитным полем, а горизонтальные движения нейтрального газа не влияют на вертикальные движения ионов, т. е. сгонка ионов по вертикали прекращается. Образовавшийся самый нижний слой металлических ионов вследствие медленности процессов рекомбинации и диффузии не успевает исчезнуть или расплыться до прихода следующего слоя, переносимого волной с больших высот, что и ведет к накоплению металлических ионов в нижнем слое и его расслоению (наложению двух или нескольких узких слоев). Очевидно, что эффект контролируется параметрами волны: ее периодом, амплитудой, скоростью вертикального распространения. Для волн с периодами порядка 1 ч и амплитудами ≤ 50 м/с этот механизм эффективен в ночных условиях и недостаточен для образования E_s в дневное время.

Таким образом, в формирование вариаций параметров среднеширотных спорадических слоев вносят вклад как иррегулярные факторы, обуславливающие собственно спорадичность слоев (ВГВ, содержание металлов, т. е. метеорная активность), так и регулярные факторы (сезонная циркуляция, приливы). Последнее обстоятельство упорядочивает поведение E_s и делает возможным прогнозирование некоторых их параметров.

7.2.5. Область $F2$ и внешняя ионосфера (плазмосфера)

Результаты наблюдений. Морфология вариаций критических частот $F2$ -слоя среднеширотной ионосферы хорошо изучена по данным наземной сети станций вертикального зондирования. Что касается других параметров $F2$ -области и внешней ионосферы, то наиболее информативной явилась установка НР в Миллстоун-Хилле, с помощью которой был проведен длительный ряд наблюдений высотного распределения электронной концентрации,

электронной и ионной температур, скоростей движения заряженных частиц [365—367]. Вариации высоты перехода от преобладания ионов O^+ к ионам H^+ (т. е. от $F2$ -области к протоносфере) исследовались по данным внешнего зондирования со спутника «Алуэт-1» [605]; вариации электронной концентрации в плазмосфере исследовались по данным длительных наблюдений свистящих атмосфериков [276].

Обобщение результатов наблюдений вариаций параметров среднеширотной $F2$ -области и плазмосферы и их интерпретация проводились в работах [89, 136, 276].

Вследствие влияния динамических факторов поведение слоя $F2$ в наибольшей степени отличается от предсказываемого теорией простого слоя Чепмена. Так, например, в дневное время наблюдается аномальный сезонный ход (см. ниже), суточные вариации $n_m F2$ (или $f_0 F2$) на фоне общего увеличения $n_m F2$ днем и уменьшения ночью могут выявлять локальные экстремумы (вечерний максимум летом и послеполуночный максимум зимой), как это видно на рис. 7.5, причем детали вариаций могут существенно меняться от места к месту в диапазоне средних широт; имеются также заметные различия между Северным и Южным полушариями.

Сезонно-суточные вариации. Наиболее общими свойствами сезонно-суточных вариаций параметров максимума слоя $F2$ являются следующие (см. рис. 7.5). Амплитуда суточной вариации $n_m F2$ зимой в 3—5 раз выше, чем летом. Максимальные значения $n_m F2$ зимой достигаются около 12—14 ч LT; летом — в вечерние часы (18—20 ч LT). Дневные летние значения $n_m F2$ в 1,5—3 раза ниже зимних (*сезонная аномалия*), ночью имеет место противоположное сезонное поведение. Сезонная аномалия лучше проявляется в Северном полушарии в максимуме солнечной активности, она усиливается с ростом широты. Превышение зимних значений электронной концентрации над летними имеет место в ограниченном интервале высот ($h \sim 200 \div 400$ км при $F_{10,7} \leq 110$ и до $h \sim 650$ км при $F_{10,7} > 110$), примыкающих к $h_m F2$. Высота максимума $F2$ -слоя $h_m F2$ во все сезоны ночью примерно на 70—100 км выше, чем днем; летом $h_m F2$ и полутолщина $F2$ -слоя больше, чем зимой.

Электронная температура на высотах вблизи $h_m F2$ во все сезоны выявляет суточную вариацию с амплитудой порядка 1000—1500 К, будучи максимальной в дневное время летом. По данным некогерентного рассеяния в Миллстоун-Хилле [365] среднее дневное значение T_e на высоте 300 км за зимние месяцы составляет примерно 1850 К, а за летние 2250 К. Амплитуда сезонного хода дневных значений T_e увеличивается с ростом солнечной активности. В ночное время сезонный ход противоположен дневному: зимой T_e ночью выше, чем летом (примерно на 600 К на высоте 300 км). Дневные потоки тепла из протоносферы за счет теплопроводности электронного газа составляют $(2-9) \cdot 10^9$ эВ/(см²·с), будучи примерно на 40 % выше зимой, чем летом.

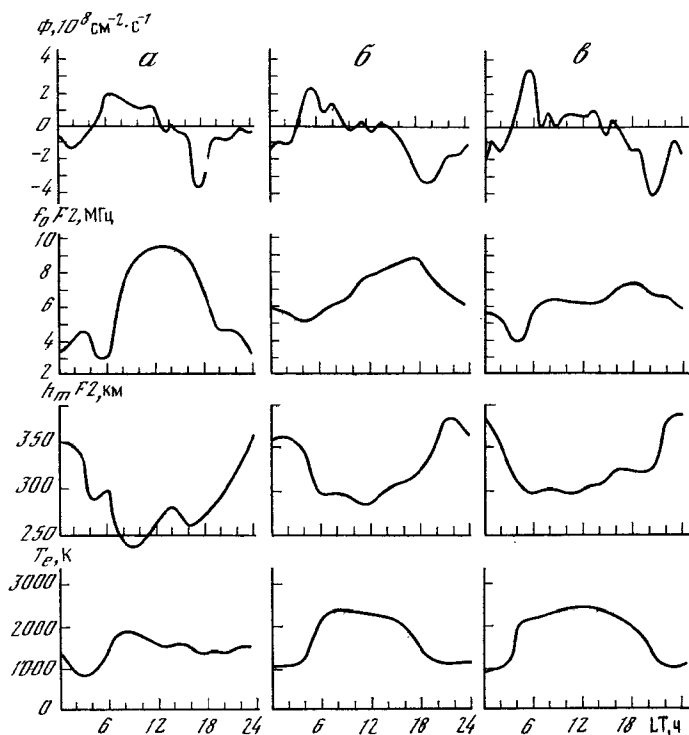


Рис. 7.5. Суточные вариации потоков плазмы на высоте 800 км, критической частоты f_0F2 и высоты h_mF2 максимума $F2$ -слоя и электронной температуры на высоте 300 км по данным некогерентного рассеяния в Миллстоун-Хилле для различных сезонов [366]

a — 5.II.69 г., b — 23.IV.69 г., c — 9.VII.69 г.

Высота перехода h_T от преобладания ионов O^+ к преобладанию ионов H^+ (т. е. уровня, где $n(O^+) \approx n(H^+)$) во все сезоны днем выше, чем ночью; летом выше, чем зимой; амплитуда суточной вариации h_T возрастает с уровнем солнечной активности. Минимальные значения h_T составляют около 500 км зимней ночью в минимуме солнечной активности, а максимальных значений (~ 4000 — 5000 км) h_T достигает в дневное время летом в максимуме солнечной активности.

В плазмосфере суточные вариации электронной концентрации вблизи вершин геомагнитных силовых трубок значительно меньше, чем в $F2$ -области ионосферы. Ото дня к ночи n_e изменяется примерно в 1,3—1,5 раза на $L \sim 2,5$; с ростом L амплитуда вариации уменьшается, становясь почти не ощутимой при $L \geq 4$. В равноденствие суточный ход n_e в плазмосфере синфазен с ходом n_e в $F2$ -области, в солнцестояния форма суточной вариации n_e в плазмосфере близка к вариации n_e в $F2$ -области летнего полушария.

Потоки холодной плазмы у основания протоносферы, которыми $F2$ -область обменивается с плазмосферой, во все сезоны выявляют сходную суточную вариацию, для которой характерны следующие особенности (см. рис. 7.5): всплески потоков вверх в утренние и вниз в вечерние часы интенсивностью $(2-4) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и длительностью 2—4 ч; в околополуденные часы поток близок к нулю, а ночью сохраняется направленный вниз поток порядка $(0,3-1) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Полугодовые вариации и декабрьская аномалия. В годовом ходе полуденных критических частот $F2$ -слоя помимо сезонной вариации с минимумом летом выявляется полугодовая компонента с максимумами в равноденствия, величина которых зависит от места наблюдения и уровня солнечной активности. Эти максимумы лучше всего выражены на низких широтах Южного полушария в минимуме солнечной активности. С увеличением широты и солнечной активности моменты появления максимумов сдвигаются к моменту зимнего солнцестояния. Кроме того, в декабре критические частоты $F2$ -слоя оказываются выше (примерно на 20 %), чем в июне, в среднем по всему земному шару («декабрьская аномалия»).

Вариации с годовым и полугодовым периодами прослеживаются также и в плазмосфере, но с существенно меньшей амплитудой. Так, в $F2$ -области ионосферы n_e в октябре — ноябре выше, чем в июне в 2—3 раза, а в экваториальной плоскости плазмосферы на соответствующих L -оболочках — всего лишь на 20—25 %. Характер годовых вариаций (амплитуды годовой и полугодовой компонент) в плазмосфере зависит от широты, долготы и уровня солнечной активности. На средних и умеренно высоких широтах на долготах Америки концентрация электронов в плазмосфере в декабре в 1,5—3 раза выше, чем в июне, причем амплитуда вариаций с годовым периодом в 2—4 раза больше амплитуды полугодовой компоненты, тогда как по свистовым данным станции Калининград амплитуда обеих компонент примерно равны. Вариации n_e в течение года в плазмосфере лучше выражены в максимуме солнечной активности.

Вариации с солнечной активностью. Концентрация электронов в максимуме $F2$ -слоя $n_m F2$ и высота максимума $h_m F2$ возрастают с уровнем солнечной активности пропорционально числу солнечных пятен или индексу $F_{10,7}$. В [260] представлены следующие линейные аппроксимации зависимости околополуденных значений этих параметров от $F_{10,7}$:

$$n_m F2 = \begin{cases} [4,62 + 0,114 (F_{10,7} - 70)] \cdot 10^5 \text{ см}^{-3} & \text{зимой,} \\ [1,54 + 0,061 (F_{10,7} - 70)] \cdot 10^5 \text{ см}^{-3} & \text{летом,} \end{cases} \quad (7.30)$$

$$h_m F2 = \begin{cases} 230 + 0,55 (F_{10,7} - 70) \text{ км} & \text{зимой,} \\ 230 + 0,69 (F_{10,7} - 70) \text{ км} & \text{летом.} \end{cases} \quad (7.31)$$

Температура ионов на высотах около $h_m F2$, будучи близкой к T_n , увеличивается с ростом солнечной активности, как и T_n , в то

время как электронная температура на этих высотах в дневное время зимой уменьшается с ростом солнечной активности, формируя минимум в высотном ходе T_e в окрестности $h_m F2$. Летние дневные значения T_e выявляют тенденцию к росту с увеличением солнечной активности. В ночные часы солнечно-циклическая вариация T_e отсутствует. Дневные потоки тепла из протоносферы во все сезоны увеличиваются с ростом солнечной активности.

В плазмосфере вариации электронной концентрации с солнечной активностью минимальны в июне и максимальны в октябрь-ноябре; в годы минимума солнечной активности n_e на $L \simeq 2,5$ в 1,3—1,5 раза выше, чем в годы минимума.

Интерпретация наблюдений. На высотах выше ~ 200 км ионосфера является очень простой в фотохимическом отношении. В области максимума $F2$ -слоя ($h \simeq 200 \div 500$ км) преобладают ионы O^+ , образующиеся путем фотоионизации и исчезающие в реакциях (6.52), (6.53). На высотах $h \geq 500$ км начинается переход в протоносферу, появляются ионы H^+ , рождаемые в реакции (6.71) и уничтожаемые в обратной реакции (6.72). На высотах $h \geq 1000 \div 5000$ км ионы H^+ становятся преобладающими. Примесными ионами в области $F2$ и у основания протоносферы являются ионы N^+ , а выше — ионы He^+ . Тем не менее, несмотря на эту простоту фотохимии, задача математического описания вариаций параметров $F2$ -области и внешней ионосферы весьма сложна, и сложность ее состоит в том, что из-за достаточно больших времен жизни атомарных ионов их поведение существенно контролируется процессами переноса: амбиполярной диффузией, ветровым увеличением и электромагнитным дрейфом. Облегчающим обстоятельством является замагнитченность ионов на высотах $h \geq 180$ км, вследствие которой движения плазмы поперек магнитного поля возможны только при наличии электрических полей. В спокойной среднеширотной ионосфере электрические поля малы ($\sim 1\text{—}5$ мВ/м), так что существенны лишь продольные (вдоль B) движения плазмы. Из сказанного следует, что регулярные вариации ионосферных параметров в среднеширотной области $F2$ и в плазмосфере следует связывать с вариациями

а) солнечного излучения, ионизирующего атомарный кислород ($100 < \lambda < 910$ Å);

б) концентраций нейтральных компонент O , O_2 , N_2 , H и He ;

в) термосферных ветров;

г) условий взаимодействия между $F2$ -областью и плазмосферой, осуществляемого посредством амбиполярной диффузии, потоков фотоэлектронов и потоков тепла.

Регулярные вариации параметров спокойной среднеширотной $F2$ -области ионосферы и плазмосферы неоднократно воспроизводились в численных расчетах с использованием одномерных теоретических моделей, основанных на интегрировании уравнений непрерывности, движения и теплового баланса для ионов O^+ , H^+ и электронов [78, 89, 123, 136, 205, 493, 551, 591]. В расчетах

удается воспроизводить значения критических частот для конкретных условий с точностью порядка $\sim 10\text{--}30\%$, а высот максимума $F2$ -слоя — с точностью ~ 20 км. Посредством таких расчетов, выполненных для различных условий, а также путем анализа соотношений (3.22) — (3.24) (см. п. 6.3.3) для параметров максимума $F2$ -слоя, полученных путем аппроксимации результатов численных расчетов, было оценено количественно влияние раз-

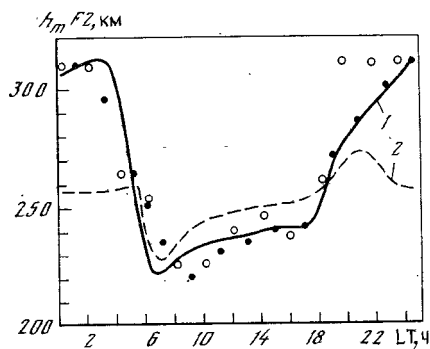


Рис. 7.6. Суточные вариации $h_m F2$, рассчитанные для 7.IV.65 г. и географических условий обс. Миллстоун-Хилл с учетом (1) и без учета (2) термосферных ветров [179]

Светлые и темные кружки — данные наблюдений [363] и эмпирической модели [243] соответственно для условий расчетов

личных факторов на формирование сезонно-суточных, полугодовых и солнечно-циклических вариаций параметров $F2$ -области и плазмосферы. В частности, было установлено следующее.

Дневной уровень концентрации электронов в максимуме $F2$ -слоя определяется интенсивностью солнечного ионизирующего излучения и соотношением между концентрациями атомарного кислорода и молекулярных компонент O_2 и N_2 ; поддержание ночного $F2$ -слоя на наблюдаемом уровне электронной концентрации обеспечивается потоками плазмы из протоносферы величиной порядка $(0,5\text{--}1) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и направленными к экватору термосферными ветрами со скоростью $100\text{--}200$ м/с. Последние препятствуют диффузионному сбросу плазмы вниз в область быстрой рекомбинации. Вклад протоносферных потоков и термосферных ветров в поддержание ночного $F2$ -слоя примерно одинаков.

Основной вклад в формирование суточных вариаций высоты максимума $F2$ -слоя вносят термосферные ветры посредством механизма ветрового увлечения (см. п. 6.3.2, 6.3.3), как это иллюстрирует рис. 7.6. На этом рисунке сплошной кривой представлена суточная вариация $h_m F2$, рассчитанная в [179] с учетом термосферных ветров, скорости которых показаны на рис. 5.5. Штриховой кривой на рис. 7.6 показана суточная вариация $h_m F2$, рассчитанная для тех же условий, но без учета ветров. Видно, что в дневное время направленные к полюсу меридиональные ветры со скоростями примерно 50 м/с понижают $h_m F2$ на $10\text{--}15$ км, а ночью направленные к экватору ветры со скоростями $\sim 100\text{--}200$ м/с повышают $h_m F2$ на $40\text{--}60$ км относительно уровня в отсутствие ветров, обеспечивая в итоге (совместно с небольшой вариацией

цией $h_m F2$, обусловленной вариациями скорости ионизации с зенитным углом Солнца и концентрацией нейтральных компонент с температурой) наблюдаемый размах суточной вариации $h_m F2$, равный в данном случае 90 км.

Суточный ход меридиональных термосферных ветров влияет не только на суточную вариацию $h_m F2$ и общий ночной уровень $n_m F2$. В сочетании с усилением протоносферных потоков вниз за счет охлаждения плазмы обращение термосферного ветра к экватору способствует формированию вечернего летнего максимума $n_m F2$ и ночного зимнего максимума $n_m F2$ (зимой смена направления меридионального ветра происходит в более поздние часы, чем летом (см. разд. 5.9)): ветры препятствуют быстрой рекомбинации дополнительной плазмы, поступающей из протоносферы. В формирование зимнего ночного максимума вносит вклад и ночное охлаждение термосферы.

Замедление роста электронной температуры после восхода Солнца обусловлено увеличением электронной концентрации и соответствующим усилением охлаждения электронного газа на ионах.

Сезонная аномалия дневной $F2$ -области обусловлена уменьшением отношения $[O]/([O_2] + [N_2])$ летом по сравнению с зимой, которое вызвано термосферной циркуляцией (см. разд. 5.10). При этом сам ветер противодействует сезонной аномалии: дневной снос плазмы вниз сильнее зимой, а летом вообще может отсутствовать. При высокой солнечной активности некоторый вклад в сезонную аномалию вносит увеличение колебательной температуры молекулярного азота в летнее время [120] и соответствующее убыстрение потерь ионов O^+ (см. п. 6.2.3), однако оценки вклада этого эффекта еще недостаточно надежны.

Ограниченность сезонной аномалии по высоте обусловлена более высокими значениями T_e и T_i и соответственно плазменной шкалы высот H_p летом, чем зимой. Отсутствие сезонной аномалии в ночной ионосфере связано с тем, что зимой заходная рекомбинация плазмы $F2$ -слоя происходит при направленном к полюсу ветре, сгоняющем плазму вниз, т. е. на значительно меньших высотах, чем летом. В результате вечерняя рекомбинация в максимуме $F2$ -слоя идет быстрее зимой, несмотря на то, что на фиксированных высотах коэффициент потерь β выше летом. За счет этого устанавливается более низкий ночной уровень $n_m F2$ зимой, чем летом. Высокие значения электронной температуры в поздние вечерние и ранние утренние часы зимой обеспечиваются потоками тепла из плазмосферы, подогреваемой освещенной ионосферой летнего полушария в сочетании с более низкой теплоемкостью ночной зимней ионосферы.

Полугодовые вариации $n_m F2$ обусловлены полугодовыми вариациями концентрации атомарного кислорода. *Декабрьская аномалия* связана с двумя обстоятельствами: 1) с тем, что в декабре Земля находится в наименее удаленной от Солнца точке своей орбиты, в результате чего интенсивность ионизирующего излучения на

границе атмосферы при одинаковой активности Солнца в декабре на 6 % выше, чем в июне; и 2) с годовой (несезонной) вариацией параметров термосферы, в свою очередь также связанной с эллиптичностью земной орбиты, т. е. с большим количеством солнечной энергии, поглощаемой термосферой в декабре по сравнению с июнем.

Северо-южная асимметрия поведения ионосферы (различие вариаций в Северном и Южном полушариях) обусловлена: 1) суперпозицией сезонных вариаций и декабрьской аномалии и 2) северо-южной асимметрией геомагнитного поля (наличием, например, Бразильской аномалии).

Долготные эффекты в F_2 -области обусловлены долготными вариациями геомагнитного поля: несовпадением географического и геомагнитного полюсов, в первую очередь. Эти вариации B влияют на плазму F_2 -области как непосредственно через процессы переноса, так и через параметры термосферы, которые зависят от долготы через джоулев нагрев, контролируемый геомагнитным полем.

Вариации с солнечной активностью обусловлены как вариациями солнечного ионизирующего излучения, так и вариациями параметров термосферы в цикле солнечной активности. С увеличением солнечной активности растут интенсивность солнечного ионизирующего и греющего термосферу излучения, температура и общая плотность термосферы; термосфера вся как бы раздувается, и фиксированные значения ее параметров (исключая концентрацию атомарного водорода) переносятся на большие высоты. Соответственно возрастают и высоты максимума F_2 -слоя, и значения электронной концентрации в максимуме слоя (см. соотношения (6.322) и (6.323)).

В наименьшей степени зависимость $n_m F_2$ от солнечной активности проявляется в ночной зимней ионосфере, которая в наибольшей мере контролируется потоками плазмы из плазмосферы. Уменьшение дневных зимних электронных температур на высотах вблизи $h_m F_2$ с ростом солнечной активности обусловлено ростом электронной концентрации и соответствующим усилением скорости охлаждения электронов в кулоновских столкновениях с более холодными ионами. Летом при более низких значениях $n_m F_2$ этот эффект подавляется увеличением скорости нагрева электронного газа фотозлектронами.

Вариации электронной концентрации в плазмосфере контролируются вариациями питающей ее F_2 -области обоих полушарий; в периоды солнцестояния суточная вариация n_e в плазмосфере определяется суточной вариацией n_e в ионосфере летнего полушария. Однако амплитуда суточной вариации n_e в плазмосфере существенно меньше, чем в ионосфере, из-за большой инерционности плазмосферы, т. е. из-за больших времен наполнения силовых трубок геомагнитного поля, увеличивающихся с ростом широты (см. п. 6.3.7). Циклические вариации в плазмосфере ослаблены по сравнению с вариациями в ионосфере из-за уменьшения кон-

центрации нейтрального водорода с ростом солнечной активности, в результате чего уменьшается интенсивность источника образования ионов H^+ , пропорциональная произведению концентраций ионов O^+ и атомов H . Совместными вариациями $n(O^+)$ и $n(H^+)$, имеющими противоположный характер, определяются также вариации h_T — высоты перехода от преобладания ионов O^+ к преобладанию ионов H^+ . Долготные вариации в плазмосфере, как и в ионосфере, обусловлены, в конечном итоге, долготными вариациями геомагнитного поля, отражающимися на поведении плазмосферы как непосредственно, так и через параметры нижележащей ионосферы и термосферы.

7.3. Низкоширотная ионосфера

7.3.1. Особенности наблюдаемого поведения ионосферных параметров в низких широтах (морфология вариаций)

Экваториальная аномалия. Наиболее яркой особенностью низкоширотной ионосферы является *экваториальная* (или геомагнитная) *аномалия*, состоящая в том, что в широтном ходе дневных значений f_oF2 имеется два максимума (*гребни* аномалии) по обе стороны от магнитного экватора, центрированных на $\pm (15-20^\circ)$ магнитной широты ($\sim \pm 30^\circ$ магнитного склонения), вместо одного на географическом экваторе, ожидаемого по простой теории Чепмена. По данным наземных и морских станций ВЗ и зондирования со спутников установлено, что экваториальная аномалия представляет собой динамичное образование, испытывающее суточные, ото дня ко дню, долготные и солнечно-циклические вариации (рис. 7.7). Гребни аномалии обычно начинают формироваться вблизи магнитного экватора в предполуденные часы, затем они перемещаются в стороны от экватора, пока не достигнут максимального удаления в $15-20^\circ$ магнитной широты к послеполуденным часам, после чего опять движутся к экватору, исчезая (смыкаясь в один максимум над экватором) в ночные часы. С повышением солнечной активности увеличиваются глубина впадины между гребнями и продолжительность существования аномалии, она позже достигает своего максимального развития и позже исчезает.

В африканском и азиатском долготных секторах аномалия начинает развиваться раньше (около 9—10 ч LT), чем в американском (около полудня). Гребни аномалии по своей величине чаще всего неодинаковы; симметрия имеет место, когда полуденное солнце находится над геомагнитным экватором, т. е. в американском секторе в феврале, а в восточно-азиатском — в апреле. На высотах выше максимума $F2$ -слоя глубина провала в электронной концентрации над магнитным экватором с ростом высоты уменьшается, и на высотах $h \gtrsim 800$ км аномалия исчезает.

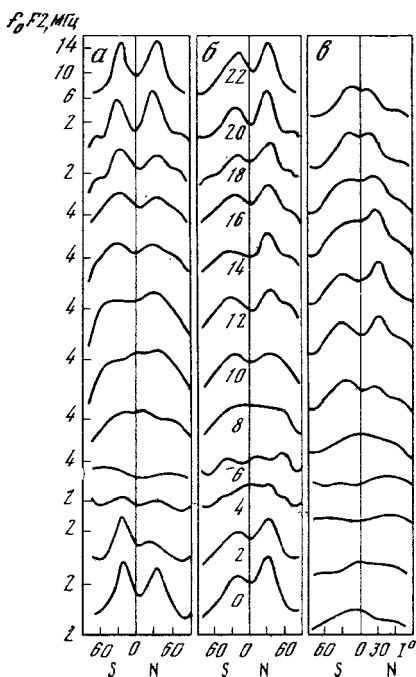


Рис. 7.7. Широтный ход f_oF_2 в различные моменты местного времени (цифры у кривых) в американском (а) и азиатском (б, в) долготных секторах при высокой (а, б) и низкой (в) солнечной активности в равноденствие [628]

ма высотного профиля $n_e(h)$ может принимать вид, показанный на рис. 7.9. Слой F_2 в этом случае как бы расслаивается на два слоя с преобладанием сначала верхнего максимума, а потом нижнего; расслоение при этом перемещается вверх. Такого типа расслоения наблюдаются в полосе широт ($\pm 4^\circ$), непосредственно примыкающих к геомагнитному экватору; с удалением от него начинают преобладать расслоения, перемещающиеся сверху вниз [30].

Характерной особенностью нижней экваториальной ионосферы является существование спорадического слоя E_s специфического типа (обозначаемого индексом q), диффузного, не сопровождающегося значительным ростом n_e и состоящего из неоднородностей с характерными масштабами от 1 км и меньше. Этот слой тесно связан с экваториальной электроструей, текущей в E -области на восток днем и на запад ночью в токовой полосе шириной в $2-4^\circ$ вблизи магнитного экватора (см. п. 1.2.7). В дневные часы непосредственно под электроструей слой E_{sq} появляется ежедневно;

В широтном ходе h_mF_2 обычно наблюдается максимум над магнитным экватором, который в некоторых случаях может распадаться на два разделенных неглубоким минимумом и отстоящих друг от друга на $5-10^\circ$ широты [145, 631].

Высотные распределения ионосферных параметров над магнитным экватором. Обширная информация о высотном распределении ионосферных параметров над магнитным экватором и их вариациях была получена посредством длительных наблюдений на установке НР в Джикамарке. Высотные профили электронной концентрации над магнитным экватором заметно отличаются от среднеширотных, особенно в дневные часы (рис. 7.8). Толщина и высота максимума F_2 -слоя днем значительно больше на экваторе, чем на средних широтах. К ночи оба эти параметра на экваторе уменьшаются, тогда как на средних широтах имеет место противоположное суточное поведение. Временами форма

с удалением от электроструи он появляется реже, а на геомагнитных широтах $\Phi \gtrsim \pm 15^\circ$ практически не наблюдается [17, 44, 638]. При ослаблении восточного тока электроструи или при ее обращении к западу критическая частота слоя E_{sq} уменьшается или слой полностью исчезает, или сменяется спорадическим слоем экранирующего типа.

Ионный состав экваториальной ионосферы отличается от среднеширотного главным образом тем, что переход от молекулярных

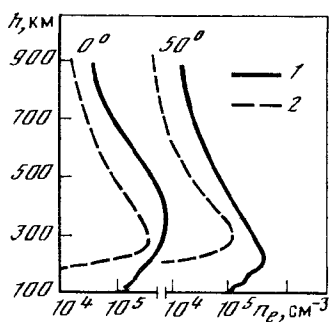


Рис. 7.8. Эмпирические модельные профили электронной концентрации в спокойной ионосфере для 0° и 50° геомагнитной широты в 13 ч LT (1) и в 1 ч LT (2) [244]

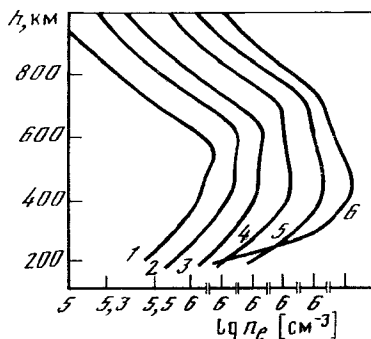


Рис. 7.9. Высотные профили электронной концентрации над магнитным экватором, измеренные с помощью установки некогерентного рассеяния в Джикамарке в различные моменты местного времени [477]

1—14 ч 9 мин, 2—15 ч, 3—15 ч 28 мин, 4—16 ч 36 мин, 5—16 ч 58 мин, 6—18 ч 28 мин

ионов NO^+ и O_2^+ к ионам O^+ происходит на больших высотах ($h \sim 250$ км), чем в среднеширотной ионосфере [297, 495]. Ионы H^+ преобладают на высотах $h \gtrsim 800$ км, причем ночью в минимуме солнечной активности высота перехода h_T от ионов O^+ к ионам H^+ может опускаться примерно до ~ 500 км. В целом высота перехода от O^+ к H^+ расположена ниже, чем в средних широтах. Ионы He^+ во внешней экваториальной ионосфере являются примесными к ионам H^+ и выявляют в широтном ходе антикорреляцию с ионами O^+ : на высотах, где экваториальная аномалия исчезает и ионы O^+ имеют максимум над экватором, в концентрации He^+ наблюдается экваториальный провал [326, 344, 599]. Металлические ионы временами наблюдаются не только в нижней ионосфере, но и на высотах экваториального F2-слоя в полосе геомагнитных широт $\pm 30^\circ$ [400].

Высотные профили температуры электронов и ионов в дневное время существенно отличаются от среднеширотных (рис. 7.10), прежде всего наличием максимума T_e на высотах около 250 км с широким минимумом над ним во всей области максимума F2-

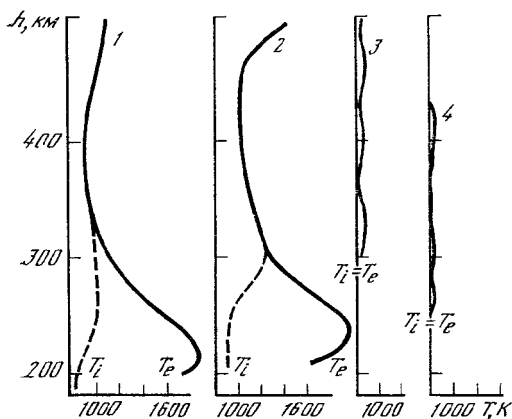


Рис. 7.10. Дневные (1, 2) и ночные (3, 4) высотные профили электронной и ионной температуры над магнитным экватором по данным станции НР Джикамарка 17.XII.65 г. [476]

1—12 ч 57 мин, 2—15 ч 26 мин, 3—20 ч, 4—1 ч 47 мин LT

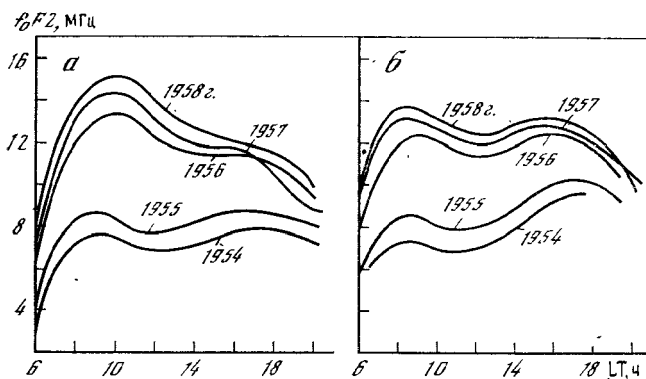


Рис. 7.11. Суточные вариации медианных значений f_oF2 для равноденствия по данным станций Уанкайо (а) и Кодайканал (б) при различных уровнях солнечной активности [537]

Максимум солнечной активности — 1958 г.

слоя, где температуры электронов и ионов близки к температуре нейтрального газа. Лишь на высотах $h \geq 500$ км температуры заряженных частиц снова начинают расти с высотой. Ночью температуры электронов и ионов близки к T_n на всех высотах ниже и вблизи h_T , возможны даже ситуации, когда T_i и T_e во внешней экваториальной ионосфере оказываются ниже T_n [307, 414].

Регулярные вариации ионосферных параметров над магнитным экватором. Суточные вариации критических частот $F2$ -слоя над магнитным экватором при различных уровнях солнечной активности для американского (ст. Уанкайо) и индийского (ст. Кодайканал) долготных секторов представлены на рис. 7.11. Существование околополуденной впадины в суточном ходе f_oF2 — так называемого байт-аута (bite-out) — является характерной особенно-

Рис. 7.12. Суточные вариации высоты максимума $h_m F_2$ за 15.XIII.67 г. по данным станций некогерентного рассеяния Джикамарка (магнитный экватор) (кривая 1) и Миллстоун-Хилл (средние широты) (кривая 2) [145]

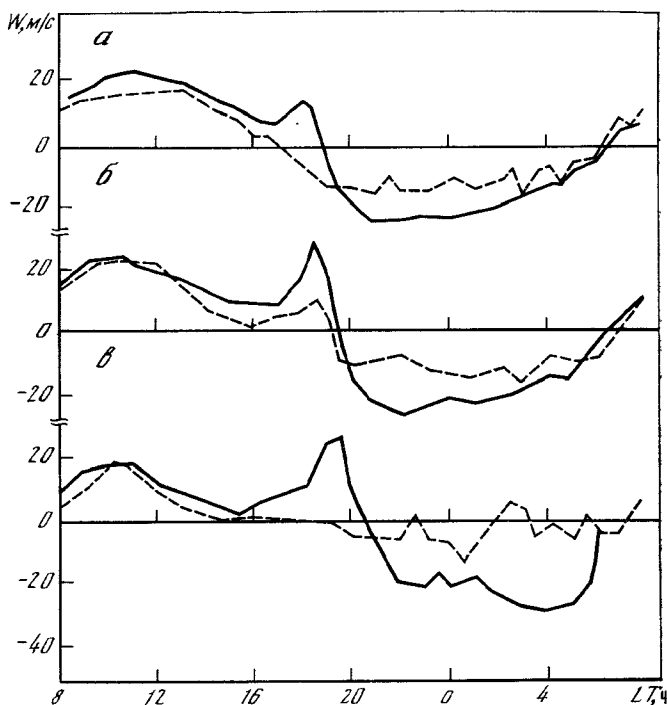
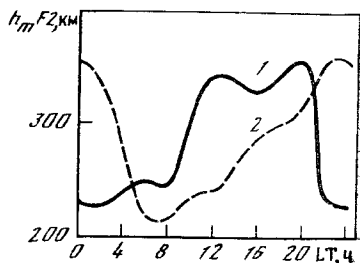


Рис. 7.13. Осредненные суточные вариации скорости вертикального дрейфа для трех сезонов при высокой (сплошные кривые) и низкой (штриховые кривые) солнечной активности по станции НР Джикамарка [376]
а — зима; б — равноденствие; в — лето.

стью экваториальной ионосферы, которая, впрочем, не всегда имеет место: впадина наблюдается при интенсивной восточной экваториальной электроструе и развитой экваториальной аномалии и исчезает при ослаблении или обращении электроструи, когда аномалия плохо выражена или отсутствует [534]. Соотношение между утренним и вечерним пиками $f_0 F_2$ зависит от долготы и солнечной активности, а также может существенно меняться

ото дня ко дню. Общий рост f_0F2 с ростом солнечной активности отчетливо прослеживается в дневное время, но хуже выражен в поздние вечерние часы, как это видно из рис. 7.11.

В годовом ходе f_0F2 максимальные значения приходятся на февраль — апрель и октябрь — ноябрь, а минимальные — на июнь [145]. Суточные вариации высоты максимума $F2$ -слоя над магнитным экватором противоположны среднеширотным, как это

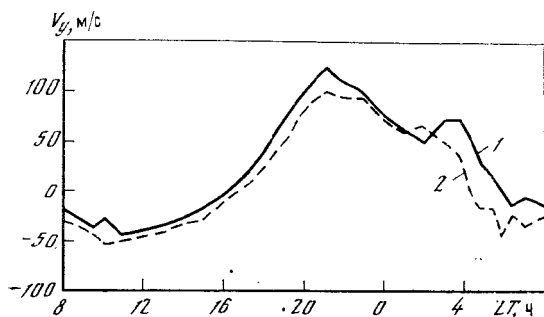


Рис. 7.14. Суточные вариации скорости зонального дрейфа для максимума (1970—1971 гг., кривая 1) и минимума (1974—1977 гг., кривая 2) солнечной активности [375]

уже отмечалось: днем h_mF2 примерно на 100 (50—150) км выше, чем ночью (рис. 7.12).

Важнейшим для динамики экваториальной ионосферы физическим параметром является электрическое поле, в первую очередь его зональная компонента, вызывающая вертикальный $E \times B$ -дрейф плазмы над магнитным экватором. По данным многолетних наблюдений НР в Джикамарке [375, 376] типичные значения скоростей вертикального дрейфа в экваториальной ионосфере составляют около 20 м/с, что соответствует зональному электрическому полю величиной $\sim 0,5$ мВ/м. Днем дрейф над экватором направлен вверх, а ночью вниз, т. е. зональное электрическое поле направлено днем на восток, а ночью на запад. Зависимость скорости дрейфа от высоты практически отсутствует в интервале высот ~ 150 —600 км.

На рис. 7.13 представлены осредненные суточные вариации скорости вертикального дрейфа для трех сезонов при высокой (1968—1971 гг.) и низкой (1975—1976 гг.) солнечной активности. При высокой солнечной активности во все сезоны имеет место вечерний всплеск направленной вверх скорости, после которого знак скорости меняется. При низкой солнечной активности обращение скорости вертикального дрейфа происходит более плавно, а смена знака приходится в среднем на более ранние часы.

На рис. 7.14 представлены осредненные суточные вариации скорости зонального дрейфа, вызываемого вертикальным электрическим полем, для высокой и низкой солнечной активности. Как видно, зональный дрейф направлен днем на запад, вечером и ночью — на восток и имеет гораздо большую амплитуду, чем вертикальный дрейф, особенно в ночные часы.

7.3.2. Физическая интерпретация наблюдаемого поведения экваториальной ионосферы

Большинство наблюдаемых особенностей экваториальной ионосферы связано с геометрией магнитного поля в низких широтах, а именно с тем обстоятельством, что магнитное поле в окрестности экватора ориентировано параллельно земной поверхности. Как было показано в п. 1.2.7, в сочетании с запретом вертикального холловского тока из-за наличия у ионосферы границ это ведет к усилению тока вдоль горизонтального (зонального) электрического поля (замене педерсеновской проводимости на каулинговскую), т. е. к возникновению экваториальной электроструи в E -области. Развитие токовой неустойчивости в струе (см. п. 1.5.4 и 2.4.1) приводит к формированию мелкомасштабных неоднородностей и появлению диффузных спорадических слоев экваториального типа [44].

Что касается экваториальной аномалии в области $F2$ ионосферы, то механизм ее формирования был предложен еще в 1947 г. Мартином (см. [17]) и с тех пор был неоднократно количественно подтвержден в работах по математическому моделированию экваториальной ионосферы [145, 181, 248, 293, 294, 336, 399, 583]. Суть механизма заключается в том, что плазма (ионы O^+ , образующиеся путем фотоионизации атомарного кислорода, и электроны) поднимается вверх над магнитным экватором посредством $E \times B$ -дрейфа, вызванного направленным на восток электрическим полем, на высоты, где преобладает диффузия. Отсюда под действием избыточного давления накопившейся вверх плазмы она растекается в стороны от магнитного экватора, туда, где магнитное поле имеет отличную от нуля вертикальную составляющую и где плазма стекает вниз по силовым линиям геомагнитного поля, формируя гребни аномалии. Такое движение плазмы вверх над экватором, а затем в стороны от него и вниз называют *фонтан-эффектом*. Заметим, что диффузионное растекание в стороны от экватора и вниз будет иметь место и в отсутствие электрического поля, поскольку плазма и в этом случае будет накапливаться и создавать избыточное давление на больших высотах из-за убывания скорости потерь ионов O^+ с высотой.

Как и на средних широтах, формирование максимума $F2$ -слоя обеспечивается диффузией, но в отличие от средних широт из-за геометрии магнитного поля диффузионный поток направлен над экватором не вниз, а по геомагнитному полю в стороны от него, и лишь с удалением от экватора появляется направленная вниз составляющая диффузионного потока. Электромагнитный дрейф способствует дополнительному выносу плазмы из области над экватором, поскольку переносит ее на высоты, где диффузия идет быстрее. При этом сброс основной массы плазмы происходит на силовых линиях, концы которых расположены дальше от экватора, чем в отсутствие дрейфа. Соответственно области, куда поступает плазма, — гребни аномалии — отодвигаются от экватора.

С выносом плазмы из области над магнитным экватором в стороны от него связано и формирование околополуденного провала в суточном ходе f_0F2 (байт-аута, которому содействует убыстрение химических потерь ионов O^+ в дневное время за счет роста температуры), а также утолщение $F2$ -слоя за счет уменьшения концентрации электронов в окрестности максимума $F2$ -слоя. По мере развития гребней аномалии диффузионный вынос на силовых линиях, проходящих через гребни, замедляется повышением давления плазмы в гребнях аномалии. Это приводит в свою очередь к относительно накоплению плазмы над экватором выше максимума $F2$ -слоя вплоть до появления второго максимума. Тем самым формируется расслоение $n_e(h)$ -профиля над магнитным экватором типа, показанного на рис. 7.9. С перемещением гребней аномалии в стороны от экватора расслоение перемещается вверх, будучи отчетливее выражено в вечерние часы, когда гребни достигают максимального развития. Это явление было воспроизведено численно в работах [250, 251, 427]. Что касается расслоений, перемещающихся вниз, то они связаны, скорее всего, с внутренними гравитационными волнами, для которых как раз характерно распространение фазы возмущения сверху вниз.

Таким образом, экваториальная аномалия, байт-аут, утолщение и расслоение $F2$ -слоя представляют собой различные стороны одного явления, которое в целом контролируется электрическим полем. Амплитуда и фаза суточной вариации зональной компоненты вектора E определяет суточное развитие гребней аномалии, суточный ход h_mF2 , f_0F2 и формы высотного профиля электронной концентрации над магнитным экватором. Наблюдаемые значения зональной компоненты E порядка 0,5 мВ/м вполне достаточны, как показывают модельные расчеты, для формирования описанных выше наблюдаемых особенностей поведения экваториальной ионосферы. Происхождение электрического поля в экваториальной ионосфере большинство исследователей связывает с динамо-действием приливных движений атмосферы [403, 470, 471, 632], однако имеет место и вклад электрического поля магнитосферного происхождения, особенно в возмущенных условиях [149, 377, 394, 472, 521, 535, 536].

Различие между географическим и геомагнитным экваторами приводит к различным соотношениям между скоростями образования и переноса плазмы в различных долготных секторах, а также к асимметрии гребней аномалии. В формирование долготных вариаций электронной концентрации и асимметрии ее распределения между полушариями вносят вклад также соответствующие долготные и широтные вариации параметров термосферы и электрического поля. Декабрьская аномалия и полугодовые вариации электронной концентрации экваториальной $F2$ -области обусловлены теми же причинами, что и в средних широтах, — эллиптичностью земной орбиты и соответствующими вариациями в термосфере. Вариации в цикле солнечной активности связаны не только с вариациями интенсивности солнечного излучения и па-

раметров термосферы, как в средних широтах, но и с имеющими место солнечно-циклическими вариациями электрического поля.

В солнцестояния полуденное солнце может быть смещено более чем на 30° относительно геомагнитного экватора. Это не приводит к заметным сезонным эффектам над магнитным экватором (преобладают полугодовая вариация и декабрьская аномалия), связанным с изменениями зенитного угла солнца и состава термосферы, но вынуждает термосферный газ перетекать через геомагнитный экватор, противодействуя диффузионному оттоку плазмы с экватора в одном полушарии (летнем) и способствуя ему в другом (зимнем). Тем самым вносится дополнительная асимметрия в широтный ход f_0F2 и h_mF2 [145, 283, 295, 296, 336, 583].

Заметим, что в области гребня аномалии влияние термосферного ветра на высотное распределение электронной концентрации осуществляется более сложным образом, чем в средних широтах. Например, ветер, направленный к магнитному экватору, поднимает плазму вдоль В и способствует тем самым уменьшению скорости потерь ионов O^+ , т. е. увеличению концентрации плазмы. С другой стороны, этот же ветер препятствует поступлению плазмы вдоль В из области магнитного экватора и способствует уменьшению n_e . Эти два фактора конкурируют друг с другом: первый преобладает на меньших высотах, где важны химические потери, а второй — на больших, где доминирует диффузия. Поскольку скорости трансэкваториальных ветров (порядка десятков м/с) не столь велики, как в средних широтах (более сотни м/с), то и их эффекты в экваториальной ионосфере не столь значительны.

Что касается экваториального провала в концентрации ионов He^+ , то он, как показано в [233, 487], также обусловлен электромагнитным дрейфом, но проявляется на высотах, больших чем провал в ионах O^+ , там, где аномалия в O^+ исчезает, поскольку для ионов He^+ переход от преобладания фотохимических процессов к преобладанию процессов переноса происходит на больших высотах, чем у ионов O^+ (и высотный интервал области преобладания дрейфа над диффузией больше [233]).

Особенности высотного распределения температур в экваториальной ионосфере также связаны с геометрией магнитного поля. В $F2$ -области быстрые фотоэлектроны убегают не вверх, в плазмосферу, а в стороны от экватора по силовым линиям геомагнитного поля. Поток тепла за счет теплопроводности также направлен по В, т. е. не имеет вертикальной составляющей над магнитным экватором и не питает экваториальную $F2$ -область теплом, запасенным в плазмосфере. Это и обуславливает широкий минимум в высотном ходе T_e и T_i над магнитным экватором, который сменяется ростом температуры лишь на больших высотах, куда энергия доставляется фотоэлектронами, убегающими из областей ионосферы, удаленных от экватора. Значительные ночные охлаждения температуры плазмы во внешней экваториальной ионосфере связывают с адиабатическим охлаждением при продольном переносе плазмы термосферным ветром [307, 414].

7.4. Субавроральная ионосфера

7.4.1. Главный ионосферный провал, провал легких ионов и плазмопауза.

Результаты наблюдений

К субавроральной ионосфере мы относим ионосферу в интервале геомагнитных широт от $50-55$ до $65-70^\circ$, примыкающих к экваториальной границе авроральной зоны со стороны средних широт. С изменчивостью положения авроральной зоны связана и «размытость» в определении границ субавроральной ионосферы. Отличительной ее особенностью является существование в определенных условиях провала в широтном ходе электронной концентрации на высотах $F2$ -области ($200-500$ км), именуемого *главным* (или *среднеширотным*) *ионосферным провалом* [18, 492, 569]. Термины «главный» или «среднеширотный» подчеркивают отличие от высокоширотного провала, расположенного в полярной шапке. В этом разделе мы будем пользоваться термином просто «провал», подразумевая именно главный ионосферный провал.

На широты субавроральной ионосферы приходится также *провал легких ионов* [600] — провал в широтном ходе концентрации ионов H^+ и He^+ , наблюдаемый во внешней ионосфере на высотах $500-3000$ км, и в этот же интервал широт проецируется по силовым линиям геомагнитного поля положение *плазмопаузы* — области резкого падения плотности холодной плазмы в экваториальной плоскости магнитосферы [602]. Морфология этих трех крупных неоднородностей глобального распределения холодной плазмы — главного ионосферного провала, провала легких ионов и плазмопаузы, тесно связанных между собой, изучена главным образом по спутниковым данным и обобщена, например, в [18, 94, 136, 157, 209, 230, 488, 645]. Основные особенности $F2$ -области и внешней ионосферы на субавроральных широтах сводятся к следующему.

Главный ионосферный провал — это преимущественно зимнее ночное явление. Вероятность его появления на освещенной стороне (при $\chi \leq 90^\circ$) значительно ниже ($\leq 20\%$), чем на затененной ($\geq 80\%$). В дневное время летом он практически не наблюдается. Глубина провала в электронной концентрации на высотах $F2$ -области может составлять от 3—5 раз до порядка величины и более. Формы провала, т. е. вид зависимости n_e от широты в провале, очень разнообразны: от широкой ($\sim 20^\circ$) изрезанной долины до узкого ($\leq 5^\circ$) глубокого минимума. Высокоширотная стенка провала обычно круче, чем низкоширотная. Средняя ширина в спокойное ночное время составляет около 10° , в ранние утренние и поздние вечерние часы ширина провала увеличивается. Пример провала на высотах вблизи максимума $F2$ -слоя по данным зондовых спутниковых измерений [569] показан на рис. 7.15.

В суточном ходе широта положения провала максимальна в ранние вечерние часы и минимальна ночью, составляя в спокой-

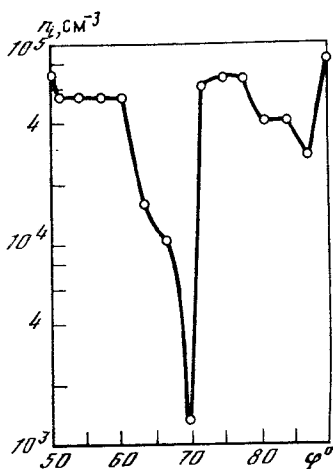


Рис. 7.15. Пример ночного провала в концентрации ионов по данным ионной ловушки, установленной на борту спутника с орбитой между 290 и 360 км высоты ($\lambda = 123^\circ$ E, 1 ч 30 мин LT) [569]

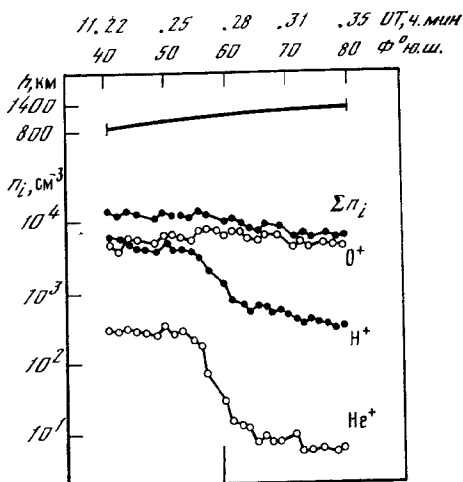


Рис. 7.16. Провал в концентрации легких ионов на освещенной стороне Земли по данным спутника ОГО-2

Вертикальной чертой внизу отмечено положение плазмопаузы по данным одновременных свистовых измерений на этом же спутнике [602]

ных условиях около 63° инвариантной широты. С ростом магнитной активности провал сужается и смещается к экватору на $2-3^\circ$ на единицу K_p . По данным спутника ESRO-4 [452] для зимних и равноденственных условий

$$\Phi_T = 65,2^\circ - 2,1K_p - 0,5t \pm 2^\circ, \quad (7.32)$$

где Φ_T — инвариантная широта минимума провала; t — время в часах от местной полуночи ($-5 \leq t \leq 5$). С ростом солнечной активности положение провала существенно не меняется, возрастает лишь, как и повсюду, величина n_e в провале.

По данным цепочек станций ВЗ в американском и азиатском секторах, а также зондирования сверху выявляются заметные долготные различия формы изолиний электронной концентрации в координатах широта—местное время: в американском секторе провал уже и глубже, с более крутой экваториальной стенкой, чем в азиатском, будучи расположенным в обоих секторах на одинаковых L -оболочках ($L \simeq 4,2$) [86]. По данным ИСЗ ИК-19 долготные вариации велики как в значениях n_e в провале (до ~ 10 раз), так и в положении минимума провала (до 10°), причем они различны в Северном и южном полушариях [69].

Электронная температура в провале обычно повышена до величин порядка $3000-4000$ К в F_2 -области и $6000-7000$ К во внешней ионосфере ($h \sim 1500 \div 3500$ км, т. е. в провале легких

ионов), однако максимум T_e не обязательно совпадает с минимумом n_e . В поведении T_e в провале также наблюдается УТ-эффект: по данным ИСЗ «Космос-900» в 6 ч УТ максимум T_e приходится на минимум n_e , а в 18 ч УТ — на полярную стенку [152]. В области провала в периоды возмущений (на стадии восстановления после магнитной бури) наблюдаются субавроральные устойчивые красные дуги, обусловленные свечением атомарного кислорода в линии 6300 Å. Высокоширотная стенка провала тесно коррелирует с экваториальной границей диффузного аврорального свечения в линии 6300 Å и высыпаний мягких электронов с $E < 1$ кэВ (отстоит от нее на 1—2° к экватору).

Характер широтного распределения концентрации плазмы изменяется с высотой: с ростом высоты становится хуже выраженной, а затем исчезает вовсе полярная стенка провала. Во внешней ионосфере провал легких ионов H^+ и He^+ существует практически в любое время суток во все сезоны, даже когда в n_e и в $n(O^+)$ он отсутствует (рис. 7.16). Неоднократно делались попытки сопоставить положения главного ионосферного провала, провала легких ионов и плазмопаузы. Определенно можно лишь сказать, что статистически их положения близки, но обычно не совпадают точно; расхождения могут иметь место в обе стороны и достигать примерно 6°.

7.4.2. Механизмы формирования провала.

Теоретическое моделирование субавроральной ионосферы

К настоящему времени предложено несколько механизмов формирования главного ионосферного провала; некоторые из них исследованы количественно на численных моделях, другие носят качественный характер. Все они, по-видимому, имеют место в ионосфере, но в разных условиях реализуются с разной эффективностью.

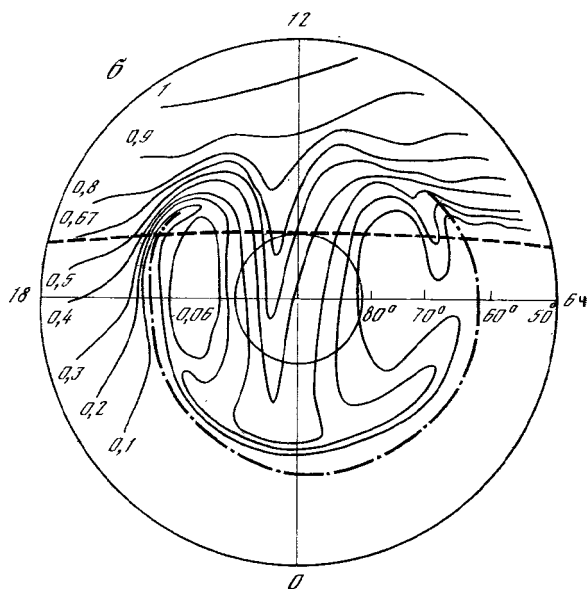
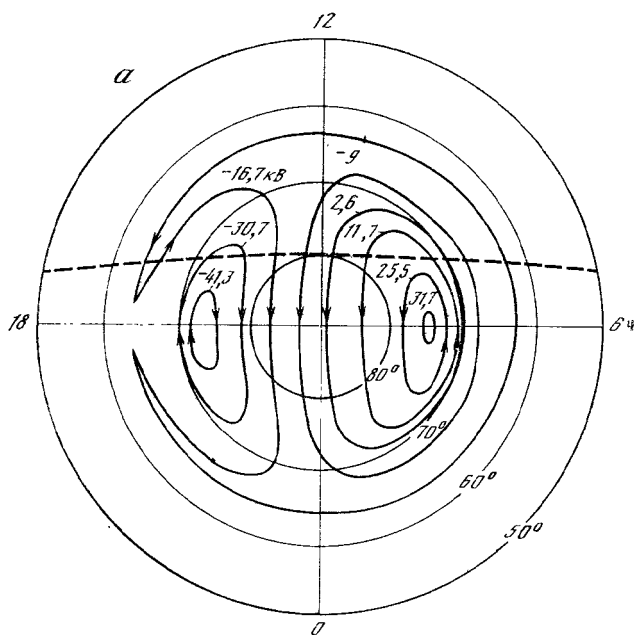
Роль магнитосферной конвекции и высыпаний энергичных частиц. Начиная с работы Кнудсена [446], конвекционная гипотеза формирования провала разрабатывалась на разнообразных моделях в большом числе исследований [38, 161, 162, 195, 252, 447, 531, 579, 633]. Суть ее заключается в следующем. На высотах F2-области плазма замагничена и участвует вместе с силовыми трубками геомагнитного поля в дрейфовом движении под действием электрических полей магнитосферной конвекции и коротации (см. разд. 4.6). В фиксированной относительно Солнца солнечно-земной системе координат траектории этого движения, совпадающие с эквипотенциалами суммарного электрического поля (конвекции и коротации) таковы, что в вечернем секторе образуется точка застоя (стагнации) из-за почти противоположных направлений конвекции и коротации (рис. 7.17, а). Эта особенность траекторий присуща всем моделям магнитосферной конвекции, в кото-

рых электрическое поле в экваториальной плоскости хвоста магнитосферы направлено с утренней стороны на вечернюю, хотя детали картины и положение застойной точки в различных моделях могут заметно различаться.

Такое движение ведет к формированию провала в концентрации плазмы на высотах $F2$ -слоя при условии затененности области застоя. Находясь длительное время на неосвещенной стороне, плазма рекомбинирует до сколь угодно низких значений концентрации, определяемых временем, в течение которого плазма не подпитывается источниками ионизации. Наиболее благоприятными для формирования провала являются, очевидно, зимние условия, когда затенена большая часть области конвекции. Напротив, в летних условиях почти вся полярная ионосфера освещена, и провал не образуется из-за подавляющего действия солнечного ионизирующего излучения. Форма провала, его глубина, протяженность по долготе и широте определяются деталями картины конвекции и степенью ее затененности, т. е. положением терминатора. Благоприятными местами для образования провала являются длинные траектории с медленным движением в окрестности точки застоя, а также затененные замкнутые ячейки в вечернем и утреннем секторах (см. рис. 7.17).

Очевидно, что при конвекционном формировании провала в распределении электронной концентрации должны находить свое отражение разнообразные вариации магнитосферного электрического поля, в частности связанные с вариациями параметров солнечного ветра и ММП. При обращении к югу B_z -компоненты ММП или при увеличении скорости солнечного ветра усиливается электрическое поле в хвосте магнитосферы, направленное с утра на вечер, и сдвигается внутрь (к Земле) частичный кольцевой ток, создающий электрическое поле поляризации, экранирующее внутреннюю магнитосферу от проникновения электрического поля из магнитосферного хвоста. При этом положение точки застоя смещается к меньшим L -оболочкам, что естественным образом объясняет движение провала к экватору с ростом геомагнитной активности. Одновременно смещается к меньшим L -оболочкам положение последней замкнутой (в экваториальной плоскости) траектории, на которой плазма еще участвует в совместном вращении с Землей. Если с этой траекторией отождествлять положение плазмопаузы (что справедливо лишь в стационарном случае), то провал будет располагаться непосредственно к полюсу от проекции плазмопаузы на ионосферные высоты и двигаться вместе с ней.

На стадии перестройки конвекции, т. е. при ее изменениях с характерным временем порядка длительности суббури, движение плазмы по нестационарным траекториям конвекции усложняет структуру широтного хода электронной концентрации в субавроральной ионосфере, делает ее нерегулярной, изрезанной; в частности, возможно расслоение провала в вечернем секторе на субпровалы. Такое поведение наблюдается в периоды возмущений



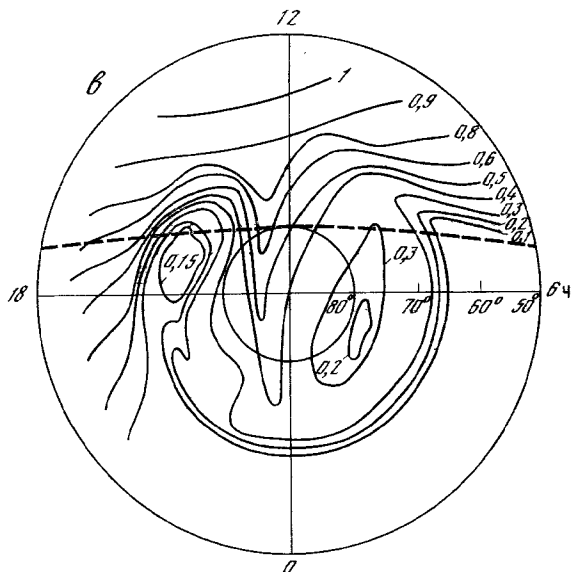


Рис. 7.17. Траектории конвекции (с учетом коротаций) (а) и соответствующие им рассчитанные изолинии нормированных критических частот F_2 -слоя (единице соответствует $f_0 = 7,5$ МГц) в отсутствие высыпаний (б) и при наличии высыпаний (в) [195]

[83, 342, 601], и его объяснение нестационарностью конвекции подтверждается численными расчетами [111].

Наличие высыпаний заряженных частиц с энергиями $E < 1$ кэВ из магнитосферы, способных ионизовать атмосферу на высотах F_2 -области, усложняет описанную выше картину конвекционного формирования провала, накладывая на нее зону повышенной концентрации заряженных частиц, которая может перераспределяться под действием дрейфовых движений, если последние достаточно быстры. Обычно зона высыпаний мягких частиц располагается в нескольких градусах к полюсу от последней замкнутой эквипотенциали суммарного электрического поля и формирует так называемый авроральный гребень, экваториальный край которого образует полярную стенку провала. (Отметим, что крутая полярная стенка провала формируется конвекцией и без высыпаний.) Соответственно распределение высыпаний будет влиять и на ширину, и на долготную протяженность, и на форму провала. С ростом магнитной активности зона высыпаний и соответствующий гребень (полярная стенка) движется к экватору вместе с дном провала и плазмопаузой. Крутизна экваториальной стенки провала в конвекционном механизме определяется скоростью спада магнитосферного электрического поля от плазмопаузы к меньшим L -оболочкам, т. е. степенью его затухания в

плазмосфере из-за экранирующего действия электрического поля поляризации.

В упомянутых в начале раздела работах распределение плазмы в $F2$ -области субавроральной и полярной ионосферы рассчитывалось численно путем интегрирования уравнений непрерывности для заряженных компонент вдоль дрейфовых траекторий с использованием лагранжевого подхода, описанного в п. 3.6.3, для различных моделей магнитосферной конвекции. Пример такого расчета представлен на рис. 7.17б, в [161] для модели конвекции, показанной на рис. 7.17, а. Расчеты, представленные на рис. 7.17, б, выполнены без учета высыпаний, а на рис. 7.17, в — с учетом их. Хорошо видно, как последние заполняют широкие полости в утреннем и вечернем секторах, связанные с затененными замкнутыми ячейками конвекции, но слабо влияют на собственно главный провал, протянувшийся примерно от 68° широты в заходном секторе до 63° в ночные часы.

В такого рода расчетах удастся воспроизвести в хорошем качественном, а зачастую и количественном согласии с наблюдениями основные особенности главного ионосферного провала: его существование на затененной стороне, сужение и смещение к экватору при переходе от вечерних часов к ночным, смещение к экватору совместно с авроральной зоной и проекцией плазмопаузы при увеличении магнитной активности, реакцию на изменение параметров солнечного ветра и ММП, включая реакцию на B_y -компоненту ММП (эффект Свальгаарда — Мансурова в ионосфере [38, 161]). Кроме того, в этих расчетах воспроизводятся и такие наблюдаемые особенности полярной ионосферы, как полярный «язык», авроральные гребни или пики, полярная полость или высокоширотный провал (см. п. 7.5.1), причем разнообразию используемых моделей конвекции и высыпаний соответствует и широкое разнообразие распределений холодной плазмы на высотах $F2$ -области.

Роль процессов наполнения и опустошения плазменных трубок в формировании главного ионосферного провала, провала легких ионов и плазмопаузы. В монографии [136] обстоятельно разработана точка зрения, состоящая в том, что формирование главного ионосферного провала и провала легких ионов происходит под действием только двух факторов: недозаполненности плазмой силовых трубок геомагнитного поля, возрастающей с увеличением объема трубок, т. е. с ростом L -параметра, и наличием высыпаний. Первый фактор приводит к тому, что ночная $F2$ -область ионосферы поддерживается потоками плазмы из протоносферы, убывающими с широтой. Соответственно уменьшается с широтой и концентрация плазмы в $F2$ -области. Это уменьшение формирует широкую приэкваториальную стенку провала, которая выглядит как сравнительно плавное падение n_e к полюсу. Второй фактор — высыпание частиц с энергиями $E < 1$ кэВ из магнитосферы — ответствен за формирование зоны повышенной ионизации, крутой

экваториальный край которой служит полярной стенкой провала. Поскольку протоносферные потоки холодной плазмы оказывают наиболее существенное влияние на ночную зимнюю $F2$ -область, то и провал оказывается лучше всего выраженным зимней ночью. Во внешней ионосфере недозаполненность трубок проявляется не только на ночной, но и на дневной стороне в виде провала легких ионов без четко выраженной полярной стенки. Отсутствие последней во внешней ионосфере связано с тем, что авроральное повышение ионизации в $F2$ -области почти не просматривается на больших высотах из-за размазывания по большому объему авроральных силовых трубок, т. е. в конечном итоге опять же из-за их незаполненности.

Изложенные представления обосновываются в [136] численными расчетами, выполненными путем интегрирования уравнений непрерывности для ионов O^+ и H^+ вдоль геомагнитных силовых трубок с учетом высыпаний. Результаты расчетов находятся в согласии, по крайней мере качественном, с теми наблюдениями, в которых экваториальная стенка провала имеет характер плавного падения к полюсу.

Существенно, что в этих расчетах электрическое поле конвекции не учитывается, оно и не требуется явным образом для изложенных представлений. Вся плазма вплоть до зоны высыпаний считается вращающейся вместе с Землей, а положение плазмопаузы отождествляется с экваториальной границей зоны высыпаний мягких частиц. Влияние конвекции в данном случае относится к предыстории явления, поскольку причиной незаполненности трубок является их опустошение в периоды возмущений и последующее очень медленное заполнение с характерными временами в несколько суток на средних широтах, увеличивающимися с ростом L -параметра как L^4 (см. п. 6.2.7), т. е. заведомо превосходящими спокойные интервалы между возмущениями. Само же опустошение в периоды возмущений может происходить как за счет конвекции (из-за медленных движений по затененной стороне, а также дрейфа через области полярного ветра в полярной шапке), так и за счет усиления потерь ионов O^+ вследствие изменения состава термосферы, роста температуры ионов и колебательной температуры молекул N_2 (см. разд. 8.4—8.6). Таким образом, развитая в [136] концепция формирования главного ионосферного провала и провала легких ионов соответствует ситуации, в которой магнитосферная конвекция отсутствует или очень слабая, так что плазмопауза отодвинута на большие L -оболочки и расположена (по отношению к Земле) не ближе границы высыпаний мягких частиц.

Известно, однако, что магнитосферная конвекция существует и в спокойные периоды (см. п. 4.6.6), а формирование плазмопаузы обусловлено совместным влиянием конвекции и процессов наполнения и опустошения трубок на распределение холодной плазмы. В этом совместном влиянии естественно искать причины формирования и главного ионосферного провала, и провала легких

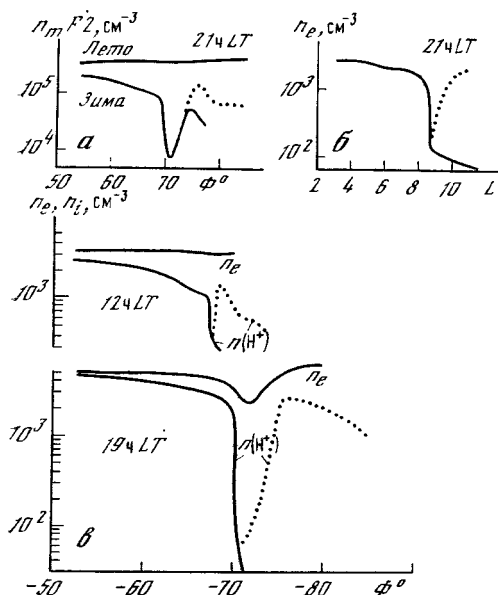


Рис. 7.18. Рассчитанные распределения концентрации заряженных частиц на уровне максимума $F2$ -слоя в летнем и зимнем полушариях (а), в экваториальной плоскости магнитосферы (б) и на высоте 950 км в летнем полушарии (в)

Пунктирные кривые соответствуют расчетам без учета выноса плазмы из разомкнутых силовых трубок полярной шапки [173]

ионов и плазмплаузы. Такое совместное рассмотрение было выполнено в работах [104, 106, 110, 111, 173], в которых численное интегрирование уравнений непрерывности для ионов O^+ и H^+ осуществлялось вдоль конвектирующих плазменных трубок от нижней ионосферы Северного полушария до магнитосопреженных областей Южного полушария. Расчеты проводились с использованием полуэмпирической модели электрического поля магнитосферной конвекции [625]. Для воспроизведения утечки плазмы из разомкнутых силовых линий плазмы в полярной шапке в расчетах искусственно задавали заведомо большие ($10 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) потери ионов в вершинах силовых линий с $L \geq 15$, что обеспечивало падение $n(H^+)$ в вершине силовой линии до значений менее 10^{-3} см^{-3} . Тем самым имитировался разрыв трубки и обеспечивался режим сверхзвукового истечения плазмы (полярный ветер). Некоторые из результатов расчетов для спокойных условий в солнцестояние, полученных без учета высыпаний и описывающих эффекты только процессов переноса и рекомбинации, показаны на рис. 7.18. Основные выводы этих исследований заключаются в следующем.

В отсутствие высыпаний провал в $F2$ -слое формируется конвекцией на затененной стороне зимнего полушария в секторе от 17 до 9 ч LT; в летнем полушарии провал в $F2$ -слое отсутствует во все часы. В равноденствие глубина провала примерно в 3 раза меньше, чем зимой. В зимнем $F2$ -слое провал выглядит как резкое падение $n_m F2$ на порядок величины на фоне более плавного общего падения, связанного с недозаполненностью трубок. Крутизна

экваториальной стенки определяется скоростью убывания магнитосферного электрического поля с уменьшением широты. Провал наиболее широк ($\sim 8^\circ$) в вечернем секторе, с переходом в ночной сектор он сужается и смещается к экватору. В вечернем секторе к полюсу от провала конвекция формирует повышение (гребень) $n_m F2$.

В квазистационарном приближении (когда конвекция считается стационарной и рассматривается результат наполнения и опустошения конвектирующих трубок за 2—3 сут) одновременно с провалом в зимнем $F2$ -слое формируются плазмопауза и провал легких ионов у основания протоносферы, причем последний существует во все часы в обоих полушариях, будучи наиболее глубоким ночью. Положение минимума провала в $F2$ -слое совпадает с подошвой провала ионов H^+ у основания протоносферы и с проекцией плазмопаузы на ионосферные высоты. Существование провала легких ионов на дневной стороне обусловлено тем, что опустошенные за ночь трубки не успевают заполниться ионами H^+ в дневное время. В ночном летнем полушарии провал в ионах H^+ обусловлен откачкой этих ионов вдоль конвектирующих трубок в зимнюю ионосферу с последующей переработкой их в ионы O^+ и рекомбинацией.

В отсутствие выноса плазмы полярным ветром в шапке и провал легких ионов, и плазмопауза выглядят простым отображением главного ионосферного провала на больших высотах (имеется полярная стенка). Конвекция трубок через полярную шапку и их размыкание там обеспечивают уменьшение концентрации легких ионов во всей области к полюсу от провала и плазмопаузы (ликвидируется полярная стенка в легких ионах). При описании этого процесса важен учет инерции ионов, в противном случае завышаются эффекты выноса в зимней ионосфере к полюсу от провала ($n_m F2$ оказывается заниженной) и эффекты наполнения в протоносфере на дневной стороне к полюсу от плазмопаузы (n_e оказывается завышенной).

С увеличением магнитосферного электрического поля все крупномасштабные неоднородности распределения холодной плазмы (главный ионосферный провал, провал легких ионов и плазмопауза) смещаются к меньшим L -оболочкам, а с уменьшением сдвигаются обратно. В ходе перестройки конвекции возможны расслоения провала [111], которые находят свое отражение и во внешней ионосфере в виде пиков концентрации в окрестности провала легких ионов и плазмопаузы.]

Рассмотренная картина не учитывает высыпаний, их наложение приведет к эффектам, которые уже обсуждались выше. В частности, оно может изменить положение полярной стенки провала и привести к рассогласованию положений минимума провала и плазмопаузы.

Эффекты несовпадения географического и геомагнитного полюсов. Значительные долготные вариации, наблюдаемые в поведе-

нии главного ионосферного провала (при фиксированных местном времени, сезоне и широте), приводящие к зависимости его параметров от мирового времени (UT-эффектам), связаны, в первую очередь, с несовпадением географического и геомагнитного полюсов. Вращение геомагнитного полюса, к которому привязаны зоны высыпаний и картина конвекции, вокруг географического, относительно которого определяется положение терминатора, существенно усложняет характер результирующих траекторий (конвекции и коротации) по сравнению с картиной при совпадающих полюсах, и геометрия провала оказывается различной в различные моменты мирового времени [19, 194, 578, 579, 633]. В работе [121] обращено внимание на следующую особенность UT-эффекта в поведении провала, названную авторами явлением «полной тени». Суть эффекта заключается в следующем.

Назовем область геомагнитных широт к полюсу от плазмопаузы областью высокоширотных источников. В этой области плазма даже в ночные часы может поддерживаться либо за счет высыпаний, либо за счет переноса конвекцией с дневной стороны. Область высокоширотных источников вращается вокруг географического полюса. Если граница этой области в зимнем полушарии на дневной стороне лежит полярнее терминатора, то в интервале между географической широтой полуденного положения зимнего терминатора и границей области высокоширотных источников, т. е. плазмопаузой, плазма в течение всех суток оказывается вне зоны действия как прямого солнечного излучения, так и высокоширотных источников (полная тень) и поддерживается только протоносферными потоками и рассеянным в геокороне солнечным излучением (тень все же не совсем полная).

Наиболее благоприятным местом для образования «полной тени» является якутский долготный сектор, в котором геомагнитный полюс находится на наибольшем удалении от зимнего терминатора и соответственно наиболее удалена от терминатора на затененную сторону зона высокоширотных источников. Область «полной тени» по определению лежит внутри плазмосферы (между плазмопаузой и терминатором) и вращается вокруг географического полюса. Уровень концентрации плазмы в ней поддерживается только за счет потока из протоносферы и рассеянного излучения и поэтому ниже, чем в соседних долготных секторах; тем самым в якутском секторе углубляется часть провала, лежащая к экватору от плазмопаузы. С расширением зоны высокоширотных источников к экватору, что обычно имеет место с ростом магнитной активности, область «полной тени» сужается (сдвигается к экватору ее приполюсная граница — плазмопауза). С перемещением терминатора к полюсу при переходе от зимнего солнцестояния к равноденствию область «полной тени» также сужается, но уже за счет перемещения ее приэкваториальной границы. В наиболее благоприятных условиях (магнитоспокойные дни зимнего солнцестояния) максимальная ширина области определяется расстоянием между положением терминатора на высотах $F2$ -слоя и зоной вы-

сокоширотных источников вдоль меридиана, содержащего географический и геомагнитные полюса.

Влияние продольных токов. В п. 6.3.9 обсуждались ионосферные эффекты продольных токов, носителями которых являются электроны: в области втекания тока электроны уходят из ионосферы вверх, а ионы по горизонтали — в стороны от области втекания, обеспечивая непрерывность тока и уменьшая концентрацию плазмы в окрестности области втекания. В местах вытекания продольного тока будет иметь место противоположный эффект: плазма будет накапливаться. В работе [150] этот механизм привлечен для объяснения главного ионосферного провала и полярной полости как результатов конвекции плазмы под постоянно существующей системой продольных токов: провал связывается с понижением концентрации на траекториях движения плазмы, прошедших в вечернем секторе под слоем втекающих продольных токов зоны 2, что эквивалентно некоторому эффективному усилению рекомбинации на этих траекториях. Полярная полость формируется аналогичным образом в утреннем секторе на замкнутых ячейках вблизи границы полярной шапки, где плазма вращается вокруг втекающего в ионосферу продольного тока зоны 1. Величина эффектов определяется интенсивностью продольных токов.

Температурные эффекты. Вариации температур заряженных частиц влияют на распределение электронной концентрации в $F2$ -области и внешней ионосфере как через изменения скоростей химических потерь (непосредственно или через колебательное возбуждение молекул N_2), так и посредством изменения шкалы высот диффузионно-равновесного распределения. В связи с этим для поведения главного ионосферного провала и его связи с провалом легких ионов и плазмопаузой важными становятся следующие обстоятельства: а) существование горячей зоны на периферии плазмосферы — области высоких ($>20\,000$ К) температур, примыкающей к плазмопаузе [60, 355, 425, 568]; б) повышения ионных температур в областях быстрой конвекции за счет ион-нейтрального трения; г) возможное увеличение количества колебательно-возбужденных молекул N_2 при высоких электронных температурах, а также при высыпаниях.

Отметим, что даже при монотонном широтном ходе потоков тепла из протоносферы электронная температура в провале должна быть повышена за счет уменьшения электронной концентрации и соответственно теплоемкости электронного газа. Существование горячей зоны в окрестности плазмопаузы, обусловленное диссипацией ионно-циклотронных волн, возбуждаемых протонами кольцевого тока [115, 209], находит свое отражение в дополнительном увеличении T_e на высотах $F2$ -области за счет усиления притока тепла сверху путем теплопроводности из горячей зоны.

С увеличением T_e до значений выше $3000\text{--}4000$ К усиливается эффективность колебательного возбуждения молекул N_2 , возрастает

тает их колебательная температура, ускоряется протекание реакции (6.53) ($O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$) и соответственно падает электронная концентрация. Это падение n_e углубляет главный ионосферный провал в области дополнительного притока тепла сверху. Во внешней ионосфере это дополнительное падение n_e отразится сложным образом из-за влияния широтного хода плазменной шкалы высот (H_p): при падении n_e в нижней части трубки возможно постоянство или даже увеличение n_e в вершине трубки вследствие роста H_p . Таким образом, широтная вариация T_e , связанная с существованием горячей зоны, способствует рас-согласованию широтных вариаций n_e в $F2$ -области и внешней ионосфере.

Ускорение потерь ионов O^+ в реакции (6.53) и соответствующее уменьшение электронной концентрации может быть обусловлено увеличением $T_{эф}$ (см. п. 6.2.2) за счет быстрого движения ионов O^+ относительно нейтрального газа в областях с большими (≥ 40 мВ/м) значениями магнитосферных электрических полей [368, 561, 564]. При этом изменяется ионный состав в $F2$ -области: ионы O^+ замещаются ионами NO^+ , и при электрических полях $E \geq 200$ мВ/м ионы NO^+ становятся преобладающими вплоть до высот $h \sim 600$ км. Указанный механизм, однако, эффективен лишь в периоды возмущений, когда заметно возрастают величины электрических полей. Наконец, реакция (6.53) может ускориться за счет колебательного возбуждения N_2 в зонах высыпаний и сноса $N_2(v)$ в провал ветрами [560]. В целом, однако, температурные эффекты в спокойных условиях оказывают влияние на распределение электронной концентрации в субавроральной ионосфере в пределах примерно фактора 2, т. е. они являются второстепенными по сравнению с эффектами конвекции и высыпаний.

Роль вариаций параметров высокоширотной и субавроральной термосферы. Конвекция и высыпания, формируя провал, влияют не только на ионизированные, но и на нейтральные компоненты атмосферы. Соответствующие изменения параметров высокоширотной и субавроральной термосферы, в свою очередь, влияют на распределение электронной концентрации. Эти изменения состоят: а) в разогреве термосферы за счет нейтрал-ионного трения и поглощения энергии высыпающихся частиц (см. разд. 5.14), б) в генерации соответствующих систем термосферных ветров (см. разд. 5.9), в) в изменениях состава термосферы, обусловленных этими движениями и состоящих, главным образом, в увеличении относительного содержания молекулярных компонент в областях разогрева (см. разд. 5.10). Последнее обстоятельство способствует уменьшению электронной концентрации в $F2$ -области за счет ускорения реакций (6.52), (6.53). В то же время горизонтальные ветры, будучи направленными от областей разогрева, т. е. к экватору в субавроральной зоне, поднимают плазму вверх вдоль геомагнитных силовых линий, замедляя тем самым потери ионов O^+ , они увеличивают высоту максимума $F2$ -слоя в провале и величину

концентрации электронов в максимуме [531, 580, 634]. Таким образом, изменения состава термосферы и горизонтальных ветров конкурируют друг с другом в оказании влияния на электронную концентрацию.

Следует отметить, что широтные вариации изменений состава и горизонтальных скоростей ветра не синфазны: первые максимальны в окрестности максимума разогрева, где наиболее интенсивны вертикальные движения нейтрального газа, вторые — в областях наибольшего широтного градиента температуры, т. е. на удалении от максимума разогрева. Соответственно отрицательные эффекты в электронной концентрации от изменений нейтрального состава должны преобладать вблизи области максимума разогрева, а положительные эффекты от ветров — на некотором удалении от нее; в результате будет искажен весь широтный профиль электронной концентрации. В спокойных условиях описанные эффекты, по-видимому, незначительны, но с усилением электрических полей, высыпаний и соответственно разогрева роль термосферных вариаций возрастает и становится весьма важной в периоды ионосферных бурь.

7.5. Высокоширотная ионосфера

К высокоширотной ионосфере относят ионосферу на геомагнитных широтах $\Phi \geq 65^\circ$, включающих авроральную зону ($\Phi \approx 65 \div 75^\circ$) и полярную шапку ($\Phi \geq 75^\circ$). Эта область широт наиболее тесным образом связана с магнитосферой и протекающими в ней процессами, а через магнитосферу с солнечным ветром; она в наибольшей степени подвержена возмущениям, что затрудняет выделение спокойных регулярных вариаций. Высыпания энергичных частиц из магнитосферы, существование интенсивных электрических полей магнитосферного происхождения, а также наличие полярного ветра — сверхзвукового истечения легких ионов из полярной шапки — являются главными особенностями высокоширотной ионосферы.

7.5.1. Нижняя ионосфера высоких широт

Наиболее характерными особенностями высокоширотной D -области являются специфическое поглощение радиоволн в полярной шапке (ППШ), связанное с вторжением солнечных протонов с энергиями в десятки мегаэлектронвольт, и аномальное авроральное поглощение, связанное с высыпаниями электронов с энергиями порядка 30—100 кэВ. Эти явления, однако, относятся к возмущениям и будут рассмотрены в гл. 8 (см. п. 8.2.2 и 8.3.1). В п. 7.2.1 уже указывалось, что в высоких широтах максимальна амплитуда сезонной вариации ионного состава области D (повышенное содержание ионов-связок на фиксированных высотах летом по сравнению с зимой). Это, в свою очередь, обусловле-

но тем, что в высоких широтах наиболее интенсивны сезонные вариации температуры нейтрального газа (холодная и хорошо выраженная мезопауза летом), амплитуда которых увеличивается с ростом солнечной активности, и, возможно, содержания O и H_2O (уменьшение относительного содержания O и увеличение влажности летом) [242].]

Специфика нейтральной атмосферы в высоких широтах заключается также в том, что на высотах нижней ионосферы содержание

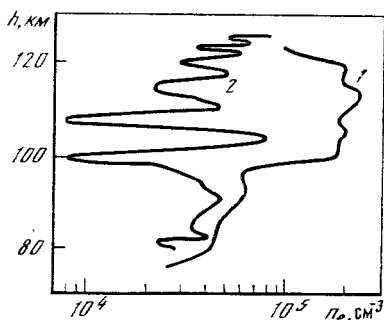


Рис. 7.19. Высотные профили электронной концентрации, полученные на подъеме (1) и спуске (2) ракеты в Кируне 26.XI.67 г. в 22 ч 7 мин MLT [435]

NO в несколько раз выше, чем в средних широтах [255, 392, 555, 648]. Это связывают с повышенной диссоциацией и диссоциативной ионизацией N_2 высыпающимися электронами в E -области, последующей переработкой образовавшихся атомов $N(^2D)$ в NO в реакции (6.229) (в периоды интенсивных высыпаний содержание NO может возрастать более чем на два порядка по сравнению со средними широтами) и переносом NO из E -области вниз в D -область. На высотах области E это отражается в увеличении отношения концентраций

ионов $n(NO^+)/n(O_2^+)$ в периоды высыпаний по сравнению со средними широтами [255, 358, 596] за счет переработки ионов O_2^+ в ионы NO^+ в реакции (6.73).

Отметим, что, хотя содержание NO в области D высоких широт возрастает, относительная роль этой компоненты в ионообразовании уменьшается, особенно зимой, когда высокоширотная ионосфера почти вся затенена, и вклад ионизации NO линией L_α незначителен по сравнению с ионизацией N_2 и O_2 высыпающимися частицами. С этим, по-видимому, связано отсутствие зимней аномалии в высокоширотной D -области.

С временной изменчивостью и пространственной неоднородностью высыпаний энергичных заряженных частиц из магнитосферы связано существование разнообразных типов спорадических слоев в области E полярной ионосферы (см., например, рис. 7.19), которые делят на два основных класса [22]. Спорадические образования первого класса похожи по структуре на регулярные E -слои, занимают большую площадь, сравнительно стабильны по времени и однородны по горизонтали, к ним обычно относятся слои типа E_{sr} (по классификации [220]), отличающиеся групповым запаздыванием на высокочастотном конце следа отражения на ионограмме ВЗ (их называют также авроральным E). Образования второго класса существенно иррегулярны, сопро-

возждаются значительным рассеянием радиоволн на неоднородностях с масштабами от десятков метров до 1—2 км. К ним относятся слои типа E_{sa} , отражения от которых характеризуются очень рассеянным следом с хорошо выраженным нижним краем.

Пространственно-временное распределение вероятности появления E_s первого класса в зимние месяцы в координатах исправленной геомагнитная широта—геомагнитное местное время имеет характер подковы, разомкнутой на дневной стороне. В ночном секторе зона появления слоев этого типа располагается в интервале геомагнитных широт $\Phi = 66 \div 72^\circ$, с ростом магнитной активности экваториальная граница смещается к югу (до $4-5^\circ$), в результате чего ширина зоны увеличивается. Протяженность разрыва на дневной стороне по долготе около 6 ч в максимуме солнечной активности и 8—10 ч в минимуме [20]. Критические частоты в спокойных условиях составляют 2—3 МГц, толщины порядка 10 км, а высоты обычно более 110 км (120—130 км).

В работе [21] E_s этого типа связывают с протонными высыпаниями на том основании, что зона их появления приблизительно совпадает с проекцией на ионосферу области протонов кольцевого тока. В [137] установлено пространственное совпадение зоны появления E_{sr} и диффузных сияний (экваториальнее зоны дискретных сияний), а также увеличение частоты появления, высоты слоя и электронной концентрации вблизи экваториальной границы овала сияний и уменьшение высоты слоя при переходе от вечерних часов к утренним, указывающее на увеличение энергии выпадающих частиц. Все эти особенности свидетельствуют о том, что вторжения относительно мягких электронов с энергиями $E \leq 2$ кэВ из внутренней кромки плазменного слоя, вызывающих диффузные сияния,— фактор, ответственный за E_{sr} . Эти вторжения сравнительно однородны, с чем связана и относительно регулярная форма E_{sr} .

В [137] установлена также связь E_{sr} с вытекающими из ионосферы продольными токами. В частности, их влияние (см. п. 6.3.9) проявляется в более высоких значениях $f_b E_s$ в области вытекающего продольного тока на экваториальной границе овала, в реакции $f_b E_s$ в этой области на B_z -компоненту ММП (увеличение $f_b E_s$ при уменьшении B_z ММП).

Спорадические образования второго класса в спокойных условиях чаще всего наблюдаются в околополуденном секторе полярной шапки вблизи $\Phi \simeq 75^\circ$, а в возмущенных — в подковообразной области, расщепленной в ночном секторе на две зоны с максимумами на $68-70$ и 62° исправленной геомагнитной широты [22]. Высоты плоских E_s (типов E_{sa} и E_{sf}) на дневной стороне овала сияний составляют 130—140, а на ночной 110—120 км, уменьшаясь в полночь в центре овала до 100—110 км [137]. Это указывает на возможную связь E_s второго класса с высыпаниями мягких частиц ($E \leq 2$ кэВ) в области дневного каспа и более жестких частиц ($E \geq 5$ кэВ) на ночной стороне, в частности с высыпаниями типа V-перевернутое, создающими дискретные формы сияний.

Неоднородности, вызывающие рассеяние радиоотражений от E , второго класса, связаны, по-видимому, с авроральными токами, текущими в областях повышенной проводимости, и обусловлены развитием токовой или градиентно-токовой неустойчивости, аналогично тому, как это имеет место в области экваториальной электроструи [44] (см. п. 1.5.4, 1.6.5, 2.4.2).

7.5.2. $F2$ -область высокоширотной ионосферы

Распределение электронной концентрации в $F2$ -области к полюсу от главного ионосферного провала характеризуется наличием следующих особенностей, наиболее отчетливо выраженных в зимних условиях [48, 157]. На широтах, непосредственно примыкающих к полярной стенке провала ($\Phi \simeq 65 \div 75^\circ$ на ночной стороне), n_e увеличена, это увеличение называют *авроральным гребнем*, или пиком; аналогичное увеличение на дневной стороне смещено к высоким широтам в область дневного каспа ($\Phi \simeq 75 \div 80^\circ$) и именуется *полярным пиком*. Повышение n_e в области полярного пика часто простирается через полюс с дневной стороны на ночную и носит в этом случае название *полярный «язык»*. В среднем полярный и авроральные пики вместе формируют так называемое *плазменное кольцо*, положение которого примерно совпадает с авроральным овалом. Понижение n_e внутри кольца (между «языком» и авроральным гребнем) называют *полярной полостью*, или высокоширотным провалом.

Все эти особенности проявляются при осреднении данных пролетов спутников внешнего зондирования, тогда как индивидуальные широтные разрезы выявляют более сложную, изрезанную структуру.

В летних условиях, когда большая часть полярной ионосферы освещена, неоднородности распределения n_e сглаживаются или отсутствуют вовсе. Отношение концентрации электронов в пиках и в полости весьма изменчиво и в зимних условиях может достигать двух порядков величины. С ростом магнитной активности полярный и авроральный пики смещаются к экватору и электронная концентрация в пиках увеличивается. Электронная и ионная температуры в области каспа отчетливо увеличены (на несколько сот кельвинов вблизи максимума $F2$ -слоя и примерно на 1500 К у основания протоносферы ($h \sim 1000 \div 1400$ км)) [324, 611].

Физическая интерпретация названных особенностей высокоширотной $F2$ -области неотъемлема от проведенной выше интерпретации главного ионосферного провала (см. п. 7.4.2), поскольку все эти крупномасштабные неоднородности глобального распределения замагниченной ионосферной плазмы формируются одновременно при совместном действии электрических полей магнитосферной конвекции, высыпаний энергичных частиц и полярного ветра. Так, полярный пик формируется высыпаниями мягких частиц

в области каспа, а язык — анτισолнечной конвекцией на ночную сторону с повышенной за счет этих высыпаний концентрацией заряженных частиц, а также части плазмы, образованной ионизацией солнечным излучением на дневной стороне. Авроральные гребни формируются высыпаниями мягких электронов из плазменного слоя [40] и отчасти конвекцией, полярная полость — рекомбинацией плазмы на затененных замкнутых ячейках конвекции к полюсу от высыпаний и за счет полярного ветра. На формирование всех этих высокоширотных особенностей F_2 -области, как и в случае главного ионосферного провала, влияют продольные токи и температурные факторы, а также вариации параметров высокоширотной термосферы (см. п. 7.4.2), в летних условиях доминирует ионизация солнечным излучением.

ИОНОСФЕРНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ

8.1. Типы ионосферных возмущений. Каналы передачи энергии от Солнца.

Общая морфологическая картина и физическая схема развития ионосферных возмущений

К ионосферным возмущениям относят отклонения ионосферных параметров от их спокойного суточного хода, имеющие характерные временные масштабы от десятков минут до нескольких суток и проявляющиеся на расстояниях в сотни и тысячи километров. Ионосфера возмущается многими факторами, в том числе (посредством акустико-гравитационных волн) такими, как погодные фронты, извержения вулканов, землетрясения, а также посредством искусственных воздействий (нагрев мощным радиоизлучением, выбросы химически активных веществ, взрывы). Возмущения, связанные с этими факторами, имеют обычно меньшие, чем указано выше, временные и пространственные масштабы и, соответственно, меньшую интенсивность. В настоящей главе речь будет идти о крупномасштабных возмущениях, которые имеют солнечное происхождение: они связаны с солнечными вспышками и резкими изменениями параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП), а также с геомагнитными возмущениями. Различают следующие типы ионосферных возмущений [80].

Внезапные ионосферные возмущения (ВИВ), проявляющиеся в увеличении ионизации главным образом в *D*- и *E*-областях освещенной ионосферы в периоды солнечных вспышек за счет резкого возрастания солнечного ионизирующего излучения, преимущественно в рентгеновском диапазоне.

Поглощение радиоволн в полярной шапке (ППШ), связанное с вторжением в нижнюю ионосферу полярных шапок мягких космических лучей (главным образом протонов с энергиями 10—100 МэВ), выбрасываемых из солнца в периоды мощных хромосферных вспышек.

Авроральное поглощение радиоволн, наблюдаемое в зоне полярных сияний в периоды магнитосферных бурь и суббурь и связываемое с высыпанием заряженных частиц (главным образом электронов с энергиями 20—100 кэВ) из магнитосферы в нижнюю ионосферу.

Возмущения области F2, развивающиеся в глобальном масштабе в периоды магнитных возмущений и характеризующиеся значительными изменениями критических частот (от 20 % до фактора 2)

и высот слоя $F2$ (от десятков до ста и более километров). По знаку $\Delta f_0 F2$ эти возмущения делят на положительные (увеличение $\Delta f_0 F2$) и отрицательные (уменьшение $\Delta f_0 F2$). В высоких и средних широтах поведение $\Delta f_0 F2$ обычно противофазно поведению $\Delta f_0 F2$ в нижних широтах (граница раздела проходит около 40° геомагнитной широты). Высота максимума $F2$ -слоя ($h_m F2$) чаще всего возрастает.

В периоды интенсивных магнитных бурь наиболее распространенным типом возмущений $F2$ -области в высоких и средних широтах являются отрицательные возмущения, длящиеся 2—3 сут, которым нередко предшествуют менее продолжительные (порядка нескольких часов) положительные возмущения. В этом случае говорят о положительной и отрицательных фазах ионосферной бури, а возмущения в целом называют двухфазными. В периоды суббурь часто наблюдают значительные увеличения высоты максимума $F2$ -слоя, не сопровождаемые заметными эффектами в критических частотах. Механизм формирования возмущений области $F2$ сложен и не может быть приписан какому-либо одному фактору; он связан в первую очередь с конвекцией магнитосферной плазмы и ее воздействием на нейтральную атмосферу.

К перечисленным типам возмущений следует добавить в качестве отдельного типа *перемещающиеся ионосферные возмущения* (ПИВ), характеризующиеся квазипериодическими (с периодами 0,3—3 ч) вариациями $f_0 F2$ и $h_m F2$. В периоды геомагнитных суббурь эти возмущения выглядят перемещающимися от высоких широт к низким с кажущимися горизонтальными фазовыми скоростями порядка нескольких сотен метров в секунду. Анализ временных разверток концентрации на фиксированных высотах в фиксированном пункте наблюдений в периоды ПИВ выявляет распространение возмущения сверху вниз, что указывает на наклонность фазового фронта. Перемещающиеся ионосферные возмущения принято интерпретировать в терминах внутренних гравитационных волн (ВГВ), распространяющихся в нейтральной атмосфере и взаимодействующих с ее ионизированными компонентами.

Можно попытаться связать каждый из перечисленных типов возмущений со следующими тремя каналами передачи энергии от Солнца и солнечного ветра:

1) непосредственно от Солнца в виде потоков ультрафиолетового и рентгеновского излучений, а также высокоэнергичных корпускул;

2) через магнитосферу по силовым линиям геомагнитного поля в виде электрических полей, потоков энергичной и холодной плазмы и потоков тепла;

3) через нейтральную атмосферу посредством ветровых и волновых движений и химического взаимодействия заряженных и нейтральных компонент ионосферной плазмы.

С первым каналом связаны ВИВ и ППШ; со вторым — авроральное поглощение и часть возмущений области $F2$; с третьим — главным образом возмущения области $F2$. Следует отметить, что

третий канал в некотором смысле является как бы продолжением второго, поскольку возмущения в нейтральной атмосфере (ее разогрев и генерация движений) вызываются возмущениями в магнитосфере посредством джоулевой диссипации магнитосферных электрических полей и за счет диссипации энергии высыпających из магнитосферы энергичных частиц. По второму каналу электрические поля и высыпające частицы воздействуют на ионосферную плазму непосредственно в том месте, куда они проникают из магнитосферы, т. е. преимущественно в высоких широтах. По третьему каналу (через термосферу) их действие может передаваться за пределы высоких широт — в средние и низкие.

Общая морфологическая картина и физическая схема развития ионосферных возмущений, связанных с солнечными и магнитными бурями, может быть кратко резюмирована следующим образом. Быстрее всего ионосфера реагирует в виде ВИБ на вспышку ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца. С подходом к Земле высокоэнергичных солнечных протонов, время пробега которых от Солнца составляет в зависимости от их энергии от десятков минут до нескольких часов, развивается ППШ. Возмущения параметров солнечного ветра и ММП, дошедшие к Земле через сутки или несколько суток после начала солнечного события, ведут к перестройке магнитосферной конвекции, развитию кольцевого тока и сбросу энергичных частиц из магнитосферы, вызывая цепь термосферно-ионосферных явлений. К ним относятся:

1) усиления ионизации и соответствующие увеличения электронной концентрации в D - и E -областях высокоширотной ионосферы;

2) перестройка горизонтального распределения ионосферной плазмы в $F2$ -области за счет высыпаний мягких частиц и переноса плазмы магнитосферной конвекцией;

3) разогрев термосферы за счет диссипации ионосферных токов, генерация термосферных ветров, увеличивающих $n_m F2$, и изменения нейтрального состава, уменьшающие $n_m F2$ в высоких широтах и увеличивающие в низких;

4) генерация ВГВ и соответственно ПИВ, распространяющихся от высоких широт к низким и деформирующих весь высотный профиль электронной концентрации;

5) джоулев разогрев ионного газа в высоких широтах, ведущий к убыстрению рекомбинации и уменьшению $n_m F2$;

6) разогрев внешней ионосферы за счет диссипации кольцевого тока и передача тепла вниз путем теплопроводности, увеличение температур заряженных частиц и плазменной шкалы высот;

7) колебательное возбуждение молекулярного азота вторичными электронами при высыпаниях и тепловыми электронами при повышенных температурах последних, ведущее к убыстрению рекомбинации и уменьшению $n_m F2$.

Совместное действие этих механизмов вызывает изменения электронной концентрации, регистрируемые как ионосферные эффекты геомагнитных бурь и суббурь.

8.2. Ионосферные эффекты ионизирующего волнового и корпускулярного излучения солнечных вспышек

8.2.1. Внезапные ионосферные возмущения

Поскольку в периоды солнечных вспышек наибольшее усиление излучения (в десятки и сотни раз) имеет место в рентгеновском диапазоне (см. п. 4.2.3), то прямым следствием такого усиления является соответствующее увеличение скорости ионообразования на высотах области D и нижней части области E , куда рентгеновское излучение проникает без заметного ослабления, обусловленного поглощением в верхних слоях атмосферы. Этот рост ионизации в нижней ионосфере и ответствен за наблюдаемые в виде резкого увеличения электронной концентрации (до порядка величины) и соответствующих эффектов в распространении радиоволн¹ внезапные ионосферные возмущения (ВИВ), сопровождаемые обычно геомагнитными вариациями типа «кроше» (SFE). На высотах областей E и F , где ионизация обусловлена преимущественно ультрафиолетовым излучением, сравнительно мало возрастающим (в лучшем случае на десятки процентов) в периоды вспышек, относительные эффекты в электронной концентрации соответственно меньше [88]. Тем не менее они вполне ощутимы и, в частности, ответственны за такое явление, как SFD (внезапные изменения несущей частоты в КВ-диапазоне). Поскольку в различных спектральных участках интенсивность вспышки изменяется со временем по-разному (ультрафиолетовая часть возмущается на относительно короткое время (~ 15 мин) по сравнению с общим временем вспышки в лучах H_α , а рентгеновская остается увеличенной в течение всей вспышки (~ 1 ч)), то и ВИВ на разных высотах имеют разную длительность: максимальную в D -области и минимальную в F -области.

Большое количество примеров наблюдаемых и рассчитанных изменений ионосферных параметров в периоды ВИВ представлено в [159] (см. также рис. 8.4). Они выявляют следующие основные особенности ВИВ: максимальные увеличения электронной концентрации (на порядок и более) имеют место на высотах порядка 60—85 км, а выше быстро уменьшаются с высотой, в E -области они составляют 50—200 %, в F -области — 10—30 %. Приведенные цифры, разумеется, ориентировочны и соответствуют достаточно интенсивным вспышкам (класс 2В и выше), они могут значительно меняться от события к событию в соответствии с измен-

¹ К этим эффектам относятся: затухание КВ-радиоволн (SWF) из-за поглощения в D -области; внезапное усиление поглощения в D -области космического радиопомеха, измеряемого ридометрами (SCNA); внезапная фазовая аномалия в распространении ОНЧ-волн (SPA) и внезапное усиление атмосферных (SEA), связанные с понижением уровня отражения ОНЧ-сигналов.

чивостью интенсивности и спектра вспышек. В $F2$ -области концентрация электронов вблизи максимума $F2$ -слоя может даже падать во время вспышки или оставаться постоянной, независимо от увеличения скорости ионизации, что может быть обусловлено разогревом электронного газа и его тепловым расширением.

Увеличение T_e во время вспышки на 100—200 К и появление всплеска потока ионов O^+ вверх на высотах $h \geq 300$ км наблюдалось с помощью УНР в Миллстоун-Хилле 7 августа 1972 г.

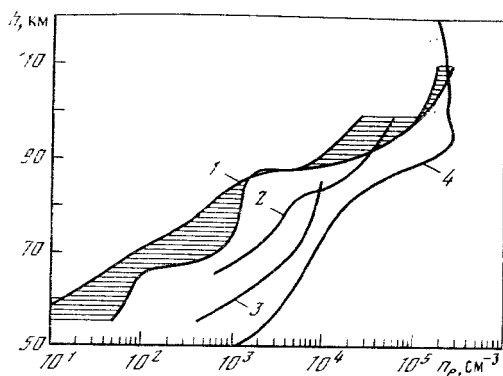


Рис. 8.1. Экспериментальные высотные профили электронной концентрации для спокойных условий (1), средней вспышки (2), сильной вспышки 30.1.68 г. (3) и ППП в ноябре 1979 г. (4) [159]

[483] и получено в численных расчетах [129]. Эффекты солнечной вспышки обнаружены и в ночной $F2$ -области как по свечению (с борта орбитальной станции «Салют»), так и по наземным ионосферным данным [3]. В f_oF2 они представляют собой увеличение на 5—10 %, которое обусловлено резонансно рассеянным в геокороне ультрафиолетовым излучением вспышки. Основное изменение в ионном составе в периоды вспышек заключается в значительном возрастании относительного содержания ионов O_2^+ в D - и E -областях как за счет прямой фотоионизации O_2 , так и за счет переработки ионов N_2^+ в O_2^+ в реакции (6.81) с молекулярным кислородом [129, 131].

В работе [65] на основании анализа эффектов SPA установлена зависимость вероятности их появления $P = \Delta t / \Delta T$ (Δt — суммарная продолжительность ВИБ; ΔT — общая длительность светлого времени) от солнечной активности и от сезона: P быстро растет при переходе от низкой солнечной активности ($F_{10.7} \approx 70 \div 80$) к средней ($F_{10.7} \approx 110 \div 120$) и достигает насыщения при $F_{10.7} > 130 \div 140$; зимой P выше, чем летом, что связывается с различным состоянием ионизируемой атмосферы зимой и летом. Расчеты, выполненные в [131] для зимы и лета при одинаковом излучении вспышки, выявили сезонные эффекты ВИБ, которые, оказались разными на разных высотах: эффект вспышки на высотах $h \approx 95$ км сильнее зимой, чем летом, а при $h \approx 75 \div 85$ км, напротив, ВИБ лучше выражено летом.

8.2.2. Поглощение в полярной шапке

Очень крупные солнечные вспышки сопровождаются помимо усиления волнового излучения выбросами энергичных протонов с энергиями в десятки мегаэлектронвольт и более. Такие вспышки называют протонными, а их высокоэнергичное корпускулярное излучение — солнечными космическими лучами (СКЛ). Последние содержат помимо протонов α -частицы и в незначительных количествах более тяжелые частицы, а также электроны. Протоны с энергиями $E \geq 20$ МэВ, вторгаясь в нижнюю ионосферу и ионизуя D-область, вызывают поглощение радиоволн, характеризующееся уменьшением интенсивности принимаемого на Земле космического радиосигнала и ростом $f_{\min}$ — минимальной частоты радиоволн, отраженных от ионосферы при ВЗ, вплоть до полного отсутствия радиотражений на ионограммах (так называемые *блэкауты*). По данным сети риометров было установлено, что поглощение в периоды протонных вспышек ограничено приполюсными областями ($\Phi \geq 65^\circ$), поэтому явление получило название ППП (его именуют также SPE — solar proton event).

Локализация явления в полярных областях обусловлена низкой плотностью частиц в потоке СКЛ, позволяющей считать их невзаимодействующими и подчиняющимися теории Штермера и ее модификации [188], учитывающей недипольность геомагнитного поля. Согласно этой теории заряженные частицы энергией в несколько мегаэлектронвольт, приходящие из бесконечности к Земле, обладающей дипольным магнитным полем, могут приближаться к ее поверхности лишь в приполюсных областях из-за отклоняющего действия силы Лоренца. Ширина обрезания Φ_c , ниже которой частица не может проникнуть к Земле, определяется ее жесткостью G :

$$G = p_\alpha c / e_\alpha = R_\alpha B, \quad (8.1)$$

где p_α и e_α — импульс и заряд частицы; R_α — гирорадиус; B — магнитное поле. Чтобы частица попала на широту Φ_c , нужно, чтобы ее жесткость превышала величину (в ГВ)

$$G_c = 14,7 \cos^4 \Phi_c. \quad (8.2)$$

В дипольном поле на широты $\Phi \sim 65^\circ$, до которых реально может простираться ППП, в состоянии проникнуть лишь протоны с энергиями $E \geq 100$ МэВ, однако фактические пороговые энергии меньше соответствующих (8.2) из-за отличия реальной конфигурации геомагнитного поля от дипольной.

Обычно СКЛ, ответственные за ППП, генерируются при вспышках, сопровождаемых интенсивными всплесками солнечного радиоизлучения IV типа (см. п. 4.1.4). Их приход и соответственно время начала ППП задержаны относительно момента начала вспышки на время от 20 мин до нескольких (~ 20) часов. Эта задержка определяется не только энергией протонов, но и длиной пути их распространения от Солнца, которое происходит

вдоль сложных траекторий, зависящих от места вылета и характера силовых линий ММП [186]. Неоднородности последнего препятствуют распространению СКЛ к Земле и способствуют их изотропизации (см. также п. 4.2.3). С этим обстоятельством связано также то, что длительность ППШ значительно превышает длительность вспышки и составляет от десятков часов до нескольких суток и то, что с ростом солнечной активности длительность задержки увеличивается.

Увеличение электронной концентрации в области D в периоды ППШ, наиболее ощутимое в самой нижней ее части ($h \approx 50 \div 70$ км), может превосходить эффекты волнового (рентгеновского) излучения сильных вспышек (ВИВ), как это видно из рис. 8.1. Учитывая, что длительность ППШ много больше длительности ВИВ и явление развивается не только на дневной, но и на ночной стороне Земли, его следует считать наиболее значительным типом возмущений высокоширотной нижней ионосферы. Ночью, однако, интенсивность ППШ примерно в 5 раз меньше, чем днем, из-за уменьшения содержания свободных электронов ночью вследствие замедления их отлипания от отрицательных ионов (фотоотлипания и ассоциативного отлипания $O_2^+ + O \rightarrow O_3 + e$, контролируемого концентрацией атомарного кислорода) [159]. В [350] установлена связь максимального потока протонов с $E > 10$ МэВ (в $см^{-2} \cdot с^{-1} \cdot ср^{-1}$) со средней продолжительностью T_m (в мин) солнечных радиовсплесков в диапазоне 8—20 ГГц и интенсивностью ППШ:

$$J_m(E > 10 \text{ МэВ}) = 1,0 \cdot 10^{-2} T_m^5 = 50 A^2, \quad (8.3)$$

где A — дневное поглощение (в дБ) на частоте 30 МГц при вертикальном падении радиоволн.

В периоды ППШ уменьшается отношение f^+ концентрации кластерных ионов к суммарной концентрации первичных молекулярных ионов O_2^+ и NO^+ и отношение λ концентрации отрицательных ионов к концентрации электронов на фиксированных высотах. Высота перехода от первичных ионов к кластерным (уровень, где $f^+ = 1$) понижается до 73 км днем и 77 км ночью. Понижается также примерно на 10 км высота перехода к преобладанию отрицательных ионов, уменьшается отношение $\phi^+ = [NO^+]/[O_2^+]$ на высотах 75—80 км и уменьшается эффективность канала NO^+ образования ионов-связок [62, 68, 84, 159, 241, 494]. Изменения ионного состава связаны как с убыстрением рекомбинации кластеров из-за увеличения электронной концентрации, так и с переходом от преобладания ионизации NO линией L_α к преобладанию ионизации N_2 и O_2 протонами с соответствующим усилением роли ионов O_2^+ . Эффективный коэффициент рекомбинации (см. выражение (6.278)) в периоды ППШ, как и в периоды ВИВ уменьшается вследствие перестройки ионного состава за счет уменьшения как

α' , так и λ [67, 68, 84, 85, 241]. Зимой в периоды ППШ он меньше, чем летом, что при одинаковой интенсивности ионизации может быть объяснено сезонными вариациями температуры и влажности в мезосфере (см. п. 7.2.1).

8.3. Ионосферные эффекты высыпаний энергичных частиц из магнитосферы

8.3.1. Авроральное поглощение

Высыпающиеся из магнитосферы электроны с энергиями $E \geq 20$ кэВ способны вызывать дополнительную ионизацию в области D и соответствующее усиление поглощения радиоволн. Такое усиление поглощения космического радишума часто наблюдается с помощью риометров вблизи авроральной зоны, его появление на ночной стороне тесно связано с полярными сияниями и магнитными возмущениями. По области появления этот тип возмущения назван авроральным поглощением (АП), однако в отличие от полярных сияний оно наблюдается не в авроральном овале, а в кольцевой зоне (зоне Фритца) с максимумом появления около 67° геомагнитной широты, смещающимся, как и все авроральные явления, на более низкие широты с ростом магнитной активности. При $K_p \sim 7$ он достигает $\Phi \sim 60^\circ$ [75].

В [486] получена следующая эмпирическая связь между величиной поглощения A (в дБ) и увеличением электронной концентрации в максимуме поглощения (в см^{-3});

$$\Delta n_e = \exp(0,205A + 4,67), \quad (8.4)$$

а также между A и высотой $h_{\max}$ (в км) максимума Δn_e :

$$h_{\max} = -2A + 100. \quad (8.5)$$

По оценкам работ [240, 306, 486]: $h_{\max}$ составляет ночью около 80—85 км, что соответствует энергиям вторгающихся электронов порядка 20—100 кэВ; днем область максимального аврорального поглощения расположена на несколько километров ниже, что отвечает несколько более жесткому спектру вторгающихся электронов. В [438] величина поглощения A (в дБ) на частоте 30 МГц связана с интегральным потоком J высыпавшихся электронов с энергиями $E > 40$ кэВ следующим соотношением:

$$A = k \sqrt{J(E > 40 \text{ кэВ})}, \quad (8.6)$$

где J выражено в $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$, а $k = 4 \cdot 10^{-3}$ днем и $2 \cdot 10^{-3}$ ночью.

В суточном ходе вероятности появления аврорального поглощения отмечаются два максимума — околополуденный и предполуденный, вечером около 19—20 ч местного геомагнитного вре-

мени наблюдается отчетливый минимум. Интенсивность АП в зимнем полушарии примерно вдвое выше, чем в летнем. Связь АП с солнечной активностью проявляется как в 27-дневной повторяемости, так и в 11-летней циклической зависимости [75]. Отдельное событие аврорального поглощения умеренной интенсивности представляет собой полосу, вытянутую вдоль параллели на 3000—5000 км и более и на 200—300 км по меридиану. Временное развитие индивидуальных событий, длящихся от получаса до нескольких часов, по-разному протекает в зависимости от местного времени и фазы магнитного возмущения [95].

Связь АП с геомагнитными возмущениями имеет следующий характер [75]. Ночью АП сопровождается уменьшением горизонтальной составляющей геомагнитного поля ($A = 4 \cdot 10^{-3} (\Delta H)^{0,9}$, где A — в дБ, ΔH — в нТл), вечером — увеличением ΔH ; днем АП наблюдается преимущественно при спокойном магнитном поле.

Во время внезапного начала мировой магнитной бури (SC) высыпание электронов, вызывающих АП, стимулируется резким сжатием магнитосферы, но при этом далеко не всегда развивается суббуря, т. е. случаи АП, связанные с SC, — явление более частое, чем суббури, начинающиеся одновременно с SC [192]. Установлено, что спектр высыпавшихся электронов, ответственных за АП в моменты SC, зависит от величины скачка поля ΔB : чем сильнее сжатие, тем жестче спектр. Высыпание при этом происходит с внешних оболочек области устойчивого захвата частиц ($\Phi = 64 \div 67^\circ$) и имеет место лишь при $\Delta B_0 > 40 \div 50$ нТл днем и 20—30 нТл ночью [193].

Исследования перемещения области АП, выполненные по данным широкополосной сети риометров, показали [75], что для бухт АП характерно движение преимущественно на восток в секторе от 21 до 14 ч LT со скоростями порядка 3—4°/мин (2,8 км/с) и преимущественно на запад в секторе от 14 до 21 ч LT со скоростями 2—3°/мин (2,0 км/с). В меридиональном направлении на широтах к полюсу от $L = 5,5$ преобладает движение к полюсу со скоростями 0,1—1,0 км/с, а на меньших широтах — к экватору со скоростями 0,1—0,6 км/с.

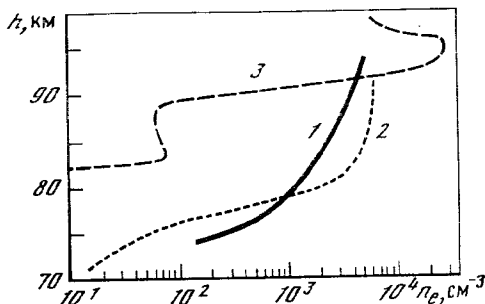
АП является традиционным индикатором распределения и движения в магнитосфере электронов с энергиями $E \geq 30$ кэВ. В частности, имеется хорошая корреляция во времени и пространстве высыпавшихся потоков электронов с $E > 30$ кэВ с усиленными потоками захваченных электронов этих же энергий [191]. Морфология аврорального поглощения интерпретируется в терминах динамики этих частиц в периоды геомагнитных возмущений, в частности в рамках модели дрейфующего электронного облака с постепенным высыпанием в результате диффузии частиц по питч-углам, вызванной, например, свистовой неустойчивостью (при циклотронном резонансе с вистлерами) [193]. В периоды SC развитие неустойчивости стимулируется бетатронным ускорением вследствие резкого сжатия магнитосферы.

8.3.2. Поглощение на средних широтах

Повышенное поглощение радиоволн наблюдается во время и после магнитных бурь не только в высоких, но и на средних геомагнитных широтах вплоть до $\sim 50^\circ$, зачастую со значительной задержкой, обусловившей название явления (PSE — post storm effect). Различают три фазы PSE [456]. Фаза PSE 1 наблюдается во время или сразу после максимума бури, максимум PSE 1 запаздывает на 0,5—1,5 сут относительно максимума A_p -индекса,

Рис. 8.2. Высотные профили электронной концентрации в среднеширотной нижней ионосфере

1 — расчет по наблюдавшемуся спектру высыпавшихся электронов с $E > 20$ кэВ на $L = 3$ при $K_p = 4$, 2 — расчет для условий после магнитной бури средней интенсивности, 3 — наблюдения для спокойных ночных условий [113]



зависит от интенсивности бури и от геомагнитной широты, распространяясь от авроральной зоны к средним широтам с задержкой, которая увеличивается с ростом A_p -индекса. Фаза PSE 2 — наиболее интенсивная фаза поглощения, достигает максимума на фазе восстановления магнитной бури (через 3—6 сут после начала бури) и затухает через 7—10 сут после начала бури, максимальна на геомагнитных широтах 55 — 58° . Фаза PSE 3 — остаточное поглощение с максимумом примерно через 14 сут после начала бури. Увеличения электронной концентрации, ответственные за поглощение в периоды PSE, локализованы на высотах 70—90 км и составляют в максимуме эффекта примерно от 3 раз до порядка величины [356, 489].

Связь случаев усиления поглощения радиоволн в средних широтах во время и после магнитных бурь с высыпаниями энергичных электронов ($E \geq 40$ кэВ) из внешнего радиационного пояса, устойчиво смещающегося на оболочки $L \approx 2,5 \div 3$, установлена в работах [112, 113, 144] по данным одновременных измерений поглощения СДВ и потоков энергичных частиц на спутниках. Рассчитанный в [113] по данным об измеренном спектре высыпавшихся электронов ($E > 20$ кэВ) на $L = 3$ высотный профиль электронной концентрации в условиях умеренной магнитной активности ($K_p = 4$) показан на рис. 8.2 (сплошная кривая) вместе с измеренным профилем для спокойных ночных условий (штриховая кривая) и с профилем, рассчитанным для условий после магнитной бури средней интенсивности. Как видно

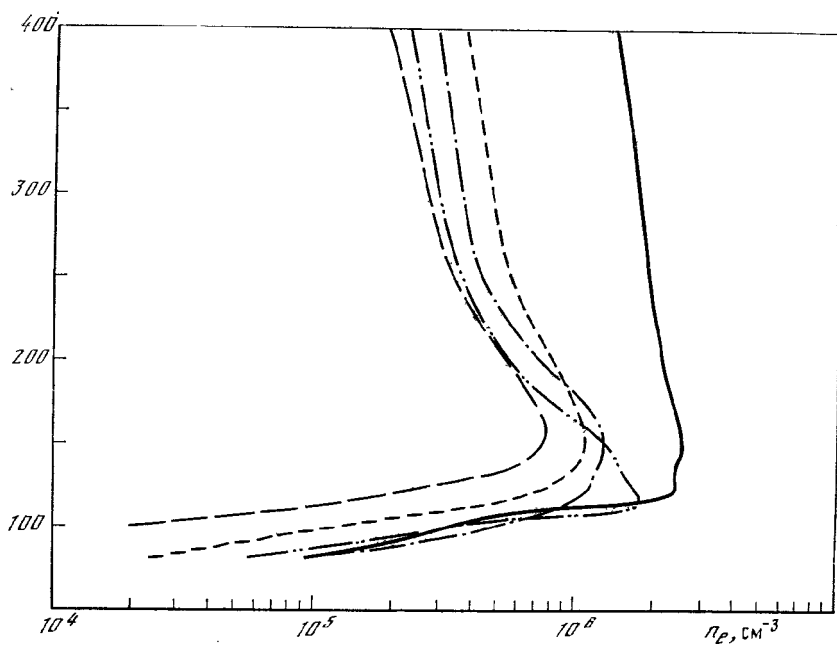
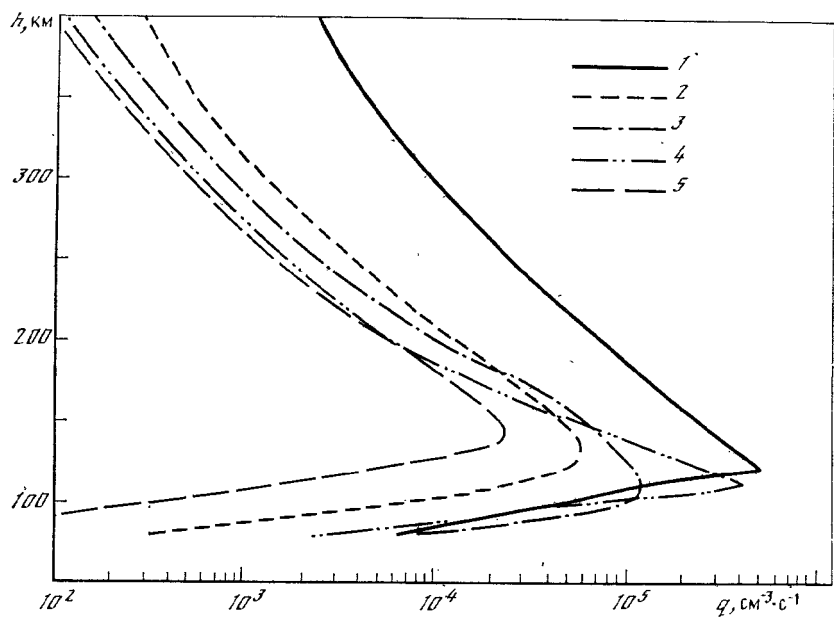


Рис. 8.3. Рассчитанные высотные профили скорости ионизации, электронной концентрации, электронной и ионной температур для условий сияний [629]
 1—21 ч AST 26.I.60 г., 2—19 ч 39 мин 1.III. 60 г., 3—20 ч 7 мин 1.III. 60 г., 4—22 ч 7 мин 26.III.60 г., 5—21 ч 36 мин 29.III.60 г.

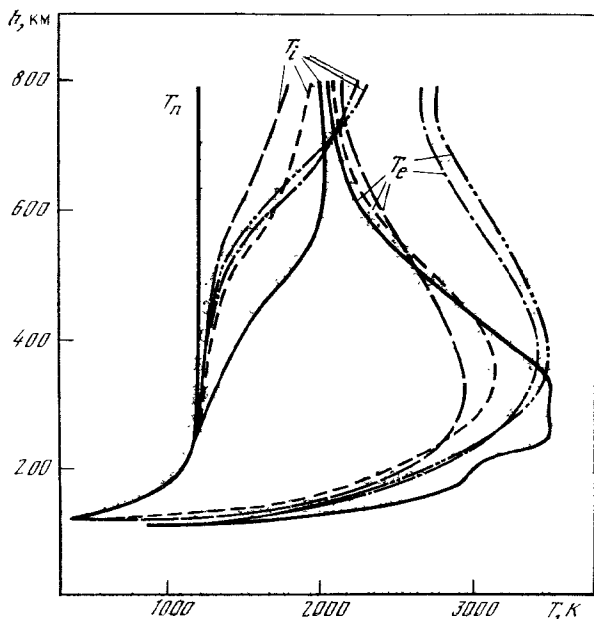


Рис. 8.3. (Окончание)

из этого рисунка, наблюдавшиеся на $L \approx 3$ потоки высыпающих электронов обеспечивают увеличение n_e вблизи 80 км почти на два порядка по сравнению со спокойными ночными условиями.

8.3.3. Эффекты высыпаний в E - и F -областях ионосферы

Эффекты высыпаний из магнитосферы электронов с энергиями 1—10 кэВ, отдающих свою энергию в E -области, играют особо важную роль в ионосферно-магнитосферном взаимодействии, поскольку именно на высотах E -области сосредоточены горизонтальные ионосферные токи, связанные продольными токами с магнитосферой и ответственные за разнообразные геомагнитные вариации. Увеличения проводимости, обусловленные дополнительным ионообразованием вследствие высыпаний, ведут к усилению этих токов и соответствующих магнитных вариаций. Кроме того, высыпания ведут к усилению нагрева заряженных и нейтральных компонент атмосферы, который осуществляется как непосредственно высыпадающими частицами и образованными при ионизации вторичными электронами, так и за счет джоулевой диссипации ионосферных токов, усиленных вследствие высыпаний. Пространственная неоднородность и нестационарность нагрева нейтрального газа ведут к генерации движений различных масштабов (ветров и ВГВ), изменяющих нейтральный состав

и влияющих на поведение заряженной компоненты на значительном удалении от области высыпаний. Тем самым осуществляется взаимодействие высокоширотной ионосферы со средне- и низкоширотной через термосферу.

Эффекты дополнительной ионизации, создаваемой высыпавшимися частицами в области E высокоширотной ионосферы, рассматривались нами в п. 7.5.1, посвященном высокоширотным спорадическим E_s -слоям. Здесь следует добавить, что согласно результатам исследований, выполненных в [137], во время предварительной фазы суббури наиболее часто наблюдаются слои E_{sr} , во время взрывной фазы плотность слоя возрастает, а высота уменьшается, увеличивается частота появления слоев E_{sa} , что связано с изменением спектра высыпавшихся частиц (он становится жестче на почной стороне во время взрывной фазы). Во время предварительной фазы суббури преимущественно при низкой геомагнитной активности и при южном направлении B_z ММП) отмечаются систематические наклоны E_{sr} к востоку (понижение высот на 6—12 км на расстоянии примерно 350 км в интервале 18—4 ч LT), происходящие одновременно с аналогичными понижениями высот сияний и авроральных неоднородностей в результате набора энергии авроральными электронами при их дрейфе к востоку в электрическом поле магнитосферной конвекции. Средняя разность высот E_{sr} -слоев дает разность энергий электронных потоков от 2 до 3 кэВ на долготном участке в 0,5 ч, что соответствует разности потенциалов от 32 до 48 кэВ между утренним (4 ч LT) и вечерним (20 ч LT) меридианами, где наблюдаются наклоны. Это вполне согласуется с типичной разностью потенциалов между утренней и вечерней сторонами хвоста магнитосферы.

Рассчитанные в [629] высотные профили скорости ионизации, электронной концентрации, электронной и ионной температур (без учета джоулева нагрева) для условий устойчивых дуг сияний интенсивностью от 7 до 35 кР в линии $\lambda = 3914 \text{ \AA}$ показаны на рис. 8.3.

С эффектами высыпаний мягких электронов ($E \leq 1 \text{ кэВ}$), существенных для F -области, связаны, в первую очередь, формирование и динамика таких особенностей высокоширотной ионосферы, как полярный пик и авроральные гребни, обсуждавшиеся в п. 7.5.2. Специфика F -области связана с преобладанием в ней диффузии и соответственно с более медленной реакцией на резкое увеличение скорости ионообразования вследствие высыпаний: если в E -области электронная концентрация приходит в стационарное состояние за несколько минут, то в области максимума $F2$ -слоя для этого требуется более 2 ч [73]. При этом электронная температура в F -области значительно возрастает (более чем на 1000 К) на ранних стадиях процесса, когда электронная концентрация в $F2$ -слое еще невелика. В дальнейшем по мере роста n_e электронная температура начинает падать из-за усиления охлаждения на ионах, охлаждаемых, в свою очередь, нейтральным газом.

Эффекты нагрева высыпющимися частицами на замкнутых силовых линиях с $L \simeq 4 \div 7$ могут существенно возрасти (до значений $T_e \simeq 7000$ К) при учете убегания части вторичных электронов в плазмосферу, захвата их геомагнитным полем, термализации и возвращения части энергии вниз за счет потоков тепла вследствие теплопроводности [135]. Кроме того, при достаточно больших электронных температурах, обусловленных высыпаниями, возможно заметное повышение колебательной температуры молекул N_2 за счет возбуждения колебательных уровней вторичными и тепловыми электронами [498, 562, 630], что ведет к ускорению реакции (6.53) потерь ионов O^+ , препятствует росту концентрации ионов и способствует поддержанию высокой электронной температуры.

8.4. Ионосферные эффекты магнитосферных электрических полей

В периоды геомагнитных бурь и суббурь электрические поля магнитосферного происхождения на ионосферных высотах усиливаются в высоких широтах до значений 200 мВ/м, проникают на средние и даже экваториальные широты с амплитудами в несколько милливольт на метр, достаточными для создания заметных эффектов в $F2$ -области. Прямые эффекты усиления электрических полей заключаются в перераспределении плазмы посредством горизонтального (в высоких широтах) и вертикального (в средних и низких широтах) переноса, а также в джоулевом разогреве нейтральных и ионных компонент вследствие ион-нейтрального трения (рис. 8.4). Вторичные эффекты связаны с этим разогревом, к ним относятся ускорение реакции (6.53) за счет увеличения $T_{эф}$ (см. выражения (6.54), (6.55)) и соответствующее уменьшение n_e , а также генерация возмущений термосферы, в свою очередь влияющих на n_e не только в высоких, но и в средних, и в низких широтах. Эти эффекты будут рассмотрены в разд. 8.6.

Эффекты горизонтального переноса в высоких и субавроральных широтах под действием усиленного электрического поля магнитосферной конвекции рассматривались нами в п. 7.4.2 применительно к интерпретации главного ионосферного провала. В квазистационарном приближении эти эффекты заключаются в смещении к экватору области застоя конвекции (при усилении магнитосферного электрического поля) и в соответствующем смещении к экватору главного ионосферного провала и прочих связанных с ним структур (авроральных гребней, провала легких ионов). При быстрых изменениях конвекции возможно расслоение провала в вечернем секторе на субпровалы вследствие затекания плазмы из авроральных гребней в опустошенные ранее участки [111].

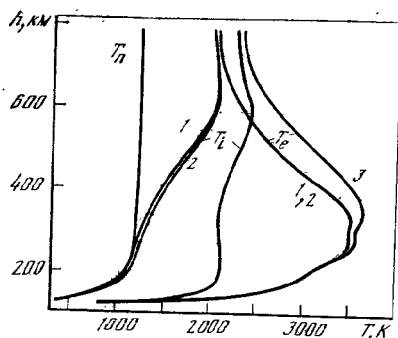


Рис. 8.4. Рассчитанные при различных значениях перпендикулярных электрических полей высотные профили электронной и ионной температур для условий сияния 21 ч 00 мин АСТ 26.II.60 г. [545]
1 — $E_{\perp} = 0$, 2 — 10, 3 — 50 МВ/м

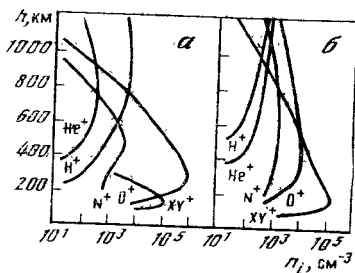


Рис. 8.5. Рассчитанные высотные профили ионных концентраций для $E_{\perp} = 0$ (а) и 200 МВ/м (б) [70]

Отметим, что, хотя наклонение геомагнитного поля в высоких широтах велико, горизонтальная составляющая вектора $\mathbf{B}$ все же присутствует, увеличиваясь от полюса к авроральным и субавроральным широтам. Соответственно отлична от нуля вертикальная составляющая $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа в области F , причем малость горизонтальной составляющей вектора $\mathbf{B}$ отчасти компенсируется большими значениями $|\mathbf{E}|$ в высоких широтах, и поэтому кроме эффектов горизонтального переноса немалыми могут оказаться и эффекты вертикального переноса.

В области E , где полностью замagnetичены только электроны, будет не равна нулю вертикальная составляющая ионной скорости, обусловленная горизонтальным электрическим полем, причем, как видно из выражения (6.400), ее величина будет не меньше, чем в средних широтах, если зональная составляющая E_y будет увеличиваться с широтой не медленнее, чем $\sec I$, а меридиональная E_x — не медленнее, чем $\tan I$. В этом случае эффекты вертикального переноса электрическим полем будут не меньше, чем в средних широтах. В частности, при подходящей ориентации вектора $\mathbf{E}$ они могут способствовать формированию ночных спорадических слоев в E -области совершенно аналогично тому, как это имеет место в средних широтах (см. п. 6.3.8 и 7.2.4). Наконец, существенно, что с усилением магнитосферных электрических полей растут и продольные токи, а следовательно, усиливаются и связанные с ними ионосферные эффекты (см. п. 6.3.9, 7.4.2): увеличение n_e в областях вытекания и уменьшение n_e в областях втекания продольных токов.

Эффекты уменьшения n_e и отношения $n(\text{O}^+)/n(\text{NO}^+)$ за счет роста $T_{\text{эф}}$ и соответственно скорости реакции (6.53) при разогреве ионов большими электрическими полями (рис. 8.5), как от-

мечалось в п. 7.4.2 и 7.5.2, в возмущенных условиях играют важную роль в динамике провала и полярной полости. Они усложняют картину тем, что уменьшения (провалы) электронной концентрации становятся возможными как в областях застоя плазмы на затененной стороне, так и в областях ее очень быстрой конвекции. Добавим, что при больших электрических полях (≥ 45 мВ/м) вследствие развития токовой неустойчивости эффективным становится нагрев электронов плазменными волнами, вызывающий отрыв T_e от T_n и T_i на высотах области E [29].

Обратимся теперь к эффектам электрических полей в средних и низких широтах. В спокойных стационарных условиях электрическое поле, генерируемое у магнитопаузы при взаимодействии солнечного ветра с геомагнитным полем, почти полностью экранируется от проникновения в средние и низкие широты электрическим полем поляризации, возникающим вследствие дрейфа энергичных заряженных частиц (частичный кольцевой ток; см. п. 4.6.4, 4.8.4). Это поле частично закорачивается через проводящую ионосферу посредством продольных токов зоны 2. В условиях геомагнитных возмущений эффект экранировки может существенно ослабляться как из-за нестационарности первоначального магнитосферного электрического поля (поле поляризации не сразу перестраивается вслед за изменениями первоначального поля, а за характерное время порядка 1 ч), так и вследствие повышения проводимости нижележащей ионосферы (из-за высыпаний), закорачивающей поле поляризации [148, 436]. В результате магнитосферное электрическое поле в периоды возмущений может проникать на средние и низкие широты, достигая там значений порядка 10—15 мВ/м на средних широтах и 2—5 мВ/м в низких (при типичных невозмущенных значениях в 2—3 раза ниже). Это подтверждается как результатами расчетов [148, 151, 436, 642], так и данными прямых наблюдений с помощью аэростатов, бариевых облаков и установок некогерентного рассеяния [11, 322, 333, 345, 364, 377, 394, 444, 472, 509, 511, 521, 535, 536]. Одновременные наблюдения электрических полей в высоких и средних широтах выявляют при этом хорошую корреляцию между ними [333], а вариации электрического поля в экваториальной ионосфере отчетливо связаны с вариациями ММП [377, 394, 472, 521, 536].

Ионосферные эффекты магнитосферных электрических полей на средних широтах обусловлены главным образом дивергенцией вертикального ионного потока, создаваемого горизонтальным электрическим полем. Эффекты нагрева здесь незначительны из-за малых величин полей. Эффекты переноса в E и F_1 -областях заметны только ночью, днем они подавляются фотохимическими процессами. В F_2 -области перенос электрическим полем осуществляется со скоростью $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа и эффективен как днем, так и ночью.

Влияние вертикальной составляющей $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа, обусловленной зональным электрическим полем, на высотное распределе-

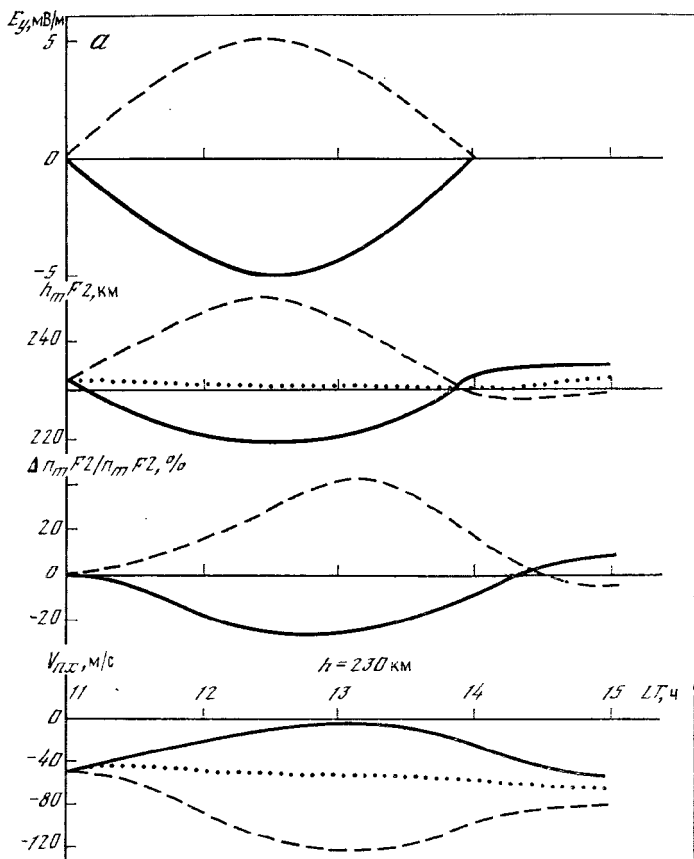


Рис. 8.6. Рассчитанный временной ход параметров среднеширотного $F2$ -слоя при действии зональных электрических полей E_y различной интенсивности и полярности

a — дневные условия [107]; $б$ — ночные условия [171]. Положительные значения E_y соответствуют направлению на восток. Пунктиром представлен невозмущенный ход $h_m F2$ и V_{dx}

ние электронной концентрации в $F2$ -области исследовалось численными методами [107, 171, 517, 518, 598] и иллюстрируется для дневных и ночных условий на рис. 8.6. Вследствие практической независимости скорости $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа от высоты в F -области $F2$ -слой перемещается под действием электрического поля как единое целое, не меняя существенно своей формы. Электрическое поле, направленное на восток, вызывает подъем $F2$ -слоя, а поле, направленное на запад, — опускание. Вариации $h_m F2$ хорошо отражают временной ход зонального электрического поля с небольшим запаздыванием (около 20 мин ночью и меньше днем), обусловленным противодействующим влиянием амбиполярной

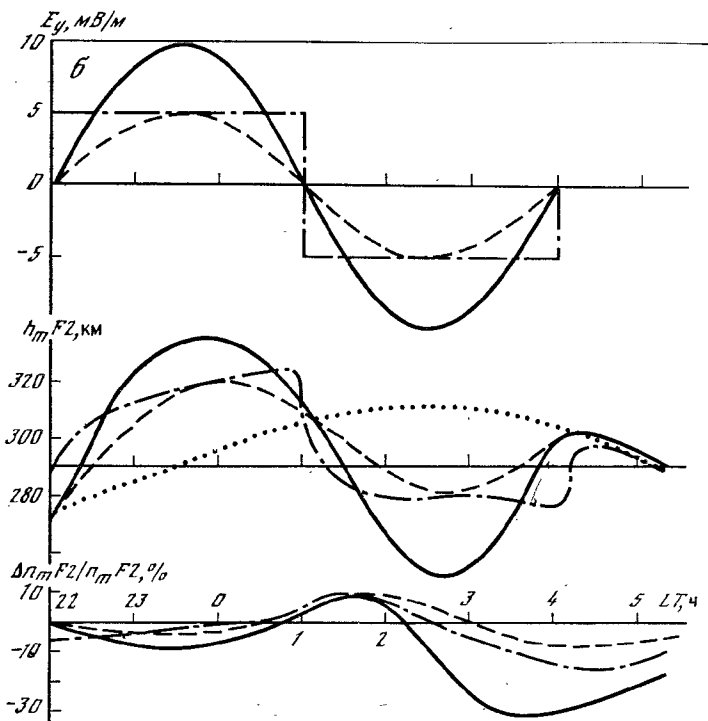


Рис. 8.6. (Окончание)

диффузии, которая препятствует выводу $F2$ -слоя из состояния диффузионного равновесия. Влияние диффузии приводит к тому, что кажущаяся скорость вертикального перемещения $F2$ -слоя, оцениваемая как $dh_m F2/dt$ существенно (в несколько раз) меньше вертикальной составляющей скорости дрейфа. Это означает, что вертикальная составляющая $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа, поперечного к $\mathbf{B}$, в значительной мере компенсируется вертикальной составляющей скорости продольной диффузии, вызываемой дрейфом.

Амплитуда вариации $h_m F2$ пропорциональна амплитуде E_y , но днем коэффициент пропорциональности меньше, чем ночью. Так, для полей амплитудой 5 мВ/м вариации $h_m F2$ ночью составляют около 30 км, тогда как днем они меньше 20 км. Это различие объясняется противодействующим влиянием возникающих движений нейтрального газа (см. кривые V_{nx} на рис. 8.6, а), препятствующих электромагнитному переносу в вертикальном направлении и уменьшающих эффект дрейфа. Так, при действии восточного электрического поля, поднимающего $F2$ -слой поперек геомагнитного поля, усиливается нейтральный ветер к полюсу, вызывающий движение плазмы вниз вдоль силовых линий гео-

магнитного поля (см. п. 6.3.2), и результирующее вертикальное движение замедляется. Происхождение этих противодействующих движений нейтрального газа обусловлено самим электромагнитным дрейфом и иллюстрируется на рис. 8.7.

Нейтральный газ вовлекается дрейфом ионов в горизонтальное (или почти горизонтальное) движение из-за преобладания двух вертикальных сил, действующих на нейтральный газ, — тяжести и вертикального градиента давления, вследствие чего эффективна передача импульса от ионов только в горизонтальном направлении. Это горизонтальное движение нейтрального газа таково,

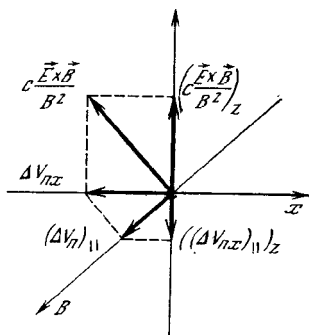


Рис. 8.7. Схема, поясняющая возникновение движений нейтрального газа, препятствующих вертикальному электромагнитному переносу плазмы

что его обратное воздействие на заряженные частицы вызывает их перемещение вдоль B с вертикальной составляющей скорости, направленной противоположно вертикальной составляющей скорости $E \times B$ -дрейфа. Величина эффекта зависит от эффективности ион-нейтрального взаимодействия, т. е. от величины силы ион-нейтрального трения. Ночью эффект практически отсутствует из-за малости ионных концентраций. Этим и объясняется то, что значения вариаций $\Delta h_m F2$, вызываемых электрическими полями, ночью больше, чем днем.

Вариации $n_m F2$ в дневных условиях аналогичны вариациям $h_m F2$: при восточном электрическом поле, вызывающем подъем плазмы, $n_m F2$ увеличивается, а при западном — уменьшается. Величина эффекта в $n_m F2$ составляет 20—40 % при $E_y \simeq 5$ мВ/м, и вариации $n_m F2$ отстают от вариаций $h_m F2$ на 15—30 мин. Причина дневных вариаций $n_m F2$ связана с изменениями баланса образования и потерь ионов O^+ при вертикальном перемещении слоя (см. п. 6.3.3): с ростом высоты скорость потерь уменьшается приблизительно пропорционально концентрации молекул N_2 и O_2 , т. е. быстрее, чем падает скорость ионообразования, пропорциональная концентрации атомов O .

В ночных условиях, однако, влияние вариаций скорости потерь ослабевает по сравнению с влиянием диффузии как из-за уменьшения n_e , так и из-за подъема $F2$ -слоя ветрами на большие высоты в область преобладания диффузии над всеми остальными процессами. В результате характер вариаций $n_m F2$ изменяется по сравнению с дневными условиями и контролируется, главным

образом, вариациями потоков на верхней границе. Лишь при действии западного электрического поля, когда $F2$ -слой опускается достаточно низко, $n_m F2$ начинает уменьшаться, как и в дневных условиях, под действием нарастающих потерь (см. рис. 8.6,б).

Попытки выявления вариаций $n_m F2$ и $h_m F2$ во время суббурь, связанных с проникновением зональных электрических полей на средние широты, предпринимались неоднократно по данным наземного ВЗ [172, 180, 183, 184, 213, 214, 221, 516, 519]. Было установлено, что в периоды суббурь на средних широтах в вечерние и ночные часы обычно наблюдается увеличение $h_m F2$ на 20—60 км, а в отдельных случаях вариации $h_m F2$ могут превышать 100 км. Амплитуда подъема обычно наибольшая в вечернем секторе и возрастает с увеличением AE -индекса. Понижения $h_m F2$ наблюдаются реже и имеют место в основном в послеполуночном секторе; вариации $n_m F2$ выражены слабо и проявляются чаще в уменьшении критических частот на 0,1—0,3 МГц. Такие эффекты соответствуют электрическим полям с амплитудой 5—10 мВ/м, однако однозначная интерпретация этих эффектов действием электрических полей затруднена тем обстоятельством, что сходные эффекты в ночных условиях могут вызывать и внутренние гравитационные волны, генерируемые авроральными электроструями в периоды суббурь (см. ниже, п. 8.6.1).

Решающим критерием в разделении эффекта электрических полей и ВГВ должно быть отсутствие запаздывания между геомагнитными и ионосферными эффектами в первом случае и наличие такого запаздывания во втором из-за конечной скорости распространения (~ 700 м/с) ВГВ от высоких широт к низким. По данным наземного ВЗ момент начала ионосферного возмущения далеко не всегда удается определить с точностью; необходимой для уверенного определения отсутствия или наличия задержки. По данным работы [183] начало суббури в $F2$ -слое запаздывает относительно начала суббури в геомагнитном поле в среднем на 45—60 мин. Запаздывание и продолжительность ионосферной суббури возрастают с уменьшением широты, что определенно указывает на преобладающий вклад ВГВ в ионосферные эффекты суббурь на средних широтах. Тем не менее в отдельных случаях отсутствие задержки удастся установить достаточно уверенно [172, 180, 214], в том числе и при очень значительных вариациях $h_m F2$, превышающих 100 км и соответствующих полям с амплитудами более 15 мВ/м.

Ионосферные эффекты меридиональных электрических полей, связанные с $E \times B$ -дрейфом плазмы в зональном направлении, наблюдались на средних широтах, например, с помощью установки НР в Миллстоун-Хилле [364] вечером 14 мая 1969 г. После внезапного начала магнитной бури резко возросла концентрация плазмы в $F2$ -слое в секторе 16—19 ч LT (несмотря на заходное ее убывание в E - и $F1$ -областях) с одновременным резким увеличением скорости зонального дрейфа плазмы, направленного на запад, и последующим резким падением n_e в поздние вечерние

часы (значительно ниже спокойного уровня). Интерпретация этого явления, основанная на численных расчетах ионосферных эффектов меридиональных электрических полей, была дана в работах [108, 109]. Было показано, что зональный дрейф плазмы, вызываемый меридиональным электрическим полем (поле, направленное на север, вызывает дрейф на запад), эффективно возмущает концентрацию плазмы в $F2$ -области за счет дивергенции зонального потока при наличии значительных долготных вариаций либо n_e (что имеет место в восходно-заходные периоды), либо меридионального электрического поля, либо того и другого вместе. Последняя ситуация, по-видимому, и реализовалась 14 мая 1969 г. в Миллстоун-Хилле: плазма сгонялась электрическим полем из предполуночного сектора в заходный. В отличие от зональных электрических полей меридиональные поля влияют в первую очередь на $n_m F2$, а на вариации $h_m F2$ влияют незначительно через вариации скорости нейтрального ветра.

Ионосферные эффекты усиления электрических полей в низких широтах проявляются прежде всего в степени развития экваториальной аномалии (см. п. 7.3.2). С усилением зонального электрического поля, направленного на восток и вызывающего дрейф плазмы вверх, увеличивается глубина аномалии и расстояние между гребнями, ускоряется ее развитие [101, 248, 249], увеличивается вероятность появления расслоений $F2$ -области, местное время появления которых контролируется вариациями как зональной, так и меридиональной компонент электрического поля [250, 251].

8.5. Ионосферные эффекты магнитосферного кольцевого тока

Морфологические исследования ионосферных возмущений в $F2$ -области выявляют отчетливую связь вариаций критических частот $F2$ -слоя с D_{st} -вариацией геомагнитного поля (коэффициент корреляции 0,5—0,7), т. е. с магнитосферным кольцевым током [81, 82, 167]. В частности, максимальные $\delta f_0 F2$ в периоды отрицательных ионосферных бурь (наиболее распространенный тип возмущений) линейно связаны с максимальными значениями D_{st} -вариации горизонтальной составляющей геомагнитного поля:

$$(\delta f_0 F2)_{\max} = a + b [D_{st}(H)]_{\max}. \quad (8.7)$$

Здесь D_{st} берется в нТл, а коэффициенты a и b составляют для Мурманска, Ленинграда, Москвы и Алма-Аты соответственно —9,3 и 0,61; —13,4 и 0,56; —22,0 и 0,30; —21,8 и 0,18. Причем максимумы $\delta f_0 F2$ в Москве запаздывают относительно максимумов $D_{st}(H)$ на 0—2 ч, если они приходятся на сектор 12—3 ч LT, и на 0—6 ч в секторе 4—12 ч LT. Это запаздывание увеличивается с уменьшением широты на 1 ч через каждые 4° .

Разумеется, отмеченная связь не дает оснований при-

писывать полностью природу отрицательных возмущений $F2$ -области магнитосферному кольцевому току, однако влияние последнего на $F2$ -слой несомненно. Оно проявляется в виде значительных повышений электронной температуры в верхней части $F2$ -области (до ~ 7000 К у основания протоносферы) и одновременных уменьшений в несколько раз электронной концентрации в максимуме $F2$ -слоя в области устойчивых субавроральных красных дуг [467, 640] (рис. 8.8). Последние представляют собой диффузное свечение атомарного кислорода в линиях 6300 и 6364 Å, которое развивается через несколько часов после начала магнитной бури на экваториальном склоне провала и хорошо коррелирует с $D_{st}(H)$.

Это свечение обусловлено возбуждением атомарного кислорода тепловыми электронами при повышении температуры последних. В свою очередь, повышение температуры электронов обусловлено притоком тепла за счет теплопроводности вдоль силовых линий геомагнитного поля из периферийных областей плазмосферы — «горячей зоны», в которой температура плазмы повышена до нескольких десятков тысяч кельвинов (см. также п. 7.4.2). С ростом магнитной активности горячая зона сдвигается на меньшие L -оболочки вместе с плазмопаузой. Ее существование обусловлено взаимодействием энергичных протонов кольцевого тока с холодной плазмой на периферии плазмосферы посредством возбуждения и диссипации ионно-циклотронных волн [115].

Таким образом, горячие протоны кольцевого тока, ответственного за главную фазу магнитной бури, передают свою энергию тепловым ионам плазмосферы, те путем кулоновских столкновений нагревают электроны, которые передают часть своей тепловой энергии вниз посредством теплопроводности, стремясь выровнять

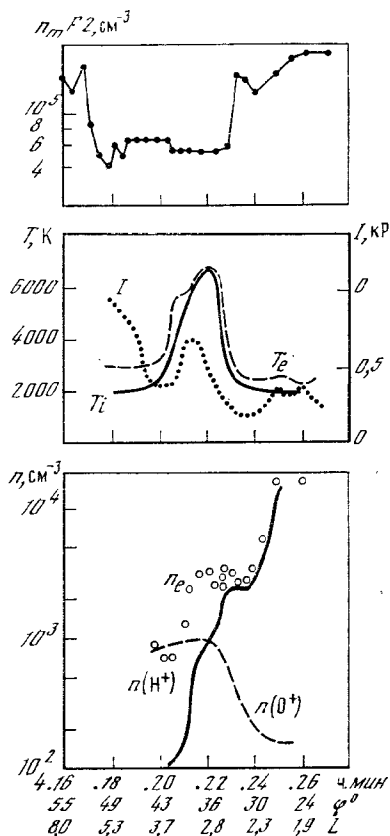


Рис. 8.8. Широтные вариации $n_m F2$, $I(6300\text{\AA})$, T_i , T_e , n_e , $n(H^+)$, $n(O^+)$ на высоте 1400 км в период магнитной бури 18.XII.71 г. по данным спутника ISIS-2 [467]

температуру вдоль В. Тем самым тепло передается в F2-область, где часть его расходуется на возбуждение электронных состояний атомов О с последующим их высвечиванием (красные дуги) и на возбуждение колебательных уровней молекул N₂. Последнее, в свою очередь, ускоряет протекание реакции (6.53) потерь ионов О⁺, доминирующих в F2-слое, и уменьшает тем самым электронную концентрацию и отношение [O⁺]/[NO⁺] в F2-области [467, 497, 498, 533]. Отметим, что это происходит в провале, где одновременно действуют и другие механизмы уменьшения n_e (см. п. 7.4.2).

Влияние кольцевого тока на F2-слой может быть опосредовано и через термосферу по цепочке резонансная перезарядка протонов кольцевого тока с нейтральным водородом—внедрение быстрых атомов водорода в термосферу и неоднородный разогрев ее—генерация движений нейтрального газа, влияющих на плазму F2-области [421, 609].

8.6. Эффекты термосферных возмущений

К числу первых принципиальных результатов, полученных из наблюдений за торможением спутников, относится тот факт, что плотность нейтральной атмосферы на высотах перигеев спутниковых орбит увеличивается с ростом геомагнитной активности, причем наибольшие увеличения имеют место в высоких широтах. Этот факт нашел естественное объяснение в терминах выделения в верхней атмосфере энергии, запасенной в магнитосфере, которая в периоды геомагнитных бурь и суббурь поступает в высокоширотную атмосферу посредством высыпаний энергичных частиц и передачи в ионосферу магнитосферных электрических полей. Большая часть энергии высыпающихся частиц (~60 %) тратится в конечном итоге на нагрев нейтрального газа (сначала на возбуждение, диссоциацию и ионизацию, а затем внутренняя энергия этих состояний переходит в тепло). Основная часть энергии электрического поля уходит в джоулев нагрев нейтрального газа при диссипации высокоширотных электрических токов. Вследствие локального характера зон высыпаний и токов нагрев происходит неоднородно, создавая градиенты давления, приводящие в движение нейтральный газ. Кроме того, на движение нейтрального газа влияет непосредственная передача импульса от направленного движения ионов. В результате совместного теплового и пондермоторного действия высокоширотных источников генерируются внутренние гравитационные волны, происходит перестройка глобальной термосферной циркуляции, а вместе с ней и состава термосферы. Эти возмущения термосферы, связанные с геомагнитными суббурями и бурями, рассматривались нами в гл. 5 (см. разд. 5.9, 5.10, 5.12). Ниже будут рассмотрены ионосферные эффекты этих термосферных возмущений, т. е. ионосферные возмущения, вызываемые движениями нейтрального газа и изменениями нейтрального состава.

8.6.1. Ионосферные эффекты внутренних гравитационных волн (перемещающиеся ионосферные возмущения)

В периоды магнитосферных суббурь, когда усиления авроральных электроструй развиваются в течение 10—20 мин и длятся порядка 0,5—3 ч, реакция термосферы имеет характер импульса такого же порядка длительности, распространяющегося со скоростью порядка 400—800 м/с. Возмущение появляется в данном пункте наблюдений сначала на больших высотах, а потом на более низких, т. е. оно распространяется горизонтально с наклонным фазовым фронтом. Амплитуда возмущения растет с высотой вплоть до высот порядка 200 км вследствие уменьшения плотности атмосферы, а на больших высотах этот рост останавливается процессами диссипации за счет вязкости и теплопроводности. Эти особенности возмущения, генерируемого авроральной электроструей, типичны для ВГВ. Они выявляются и в расчетах, и в наблюдениях (см. разд. 5.12).

Ионосферные эффекты ВГВ обсуждались нами в п. 7.2.4 применительно к среднеширотным спорадическим слоям E_s . Здесь мы остановимся на эффектах крупномасштабных ВГВ, генерируемых во время магнитных возмущений, в $F2$ -области среднеширотной ионосферы.

Как отмечалось в предыдущем разделе, среднеширотный ионосферный эффект суббури, отождествляемый с прохождением ВГВ, характеризуется задержкой в 45—60 мин относительно начала суббури в магнитном поле и отчетливее всего проявляется в увеличении $h_m F2$ на несколько десятков (до 150—200) километров [183]. Что касается других параметров $n_e(h)$ -профилей среднеширотной ионосферы, то по данным наземного ВЗ [278] и по результатам численного моделирования [238, 239] установлено, что их изменения, связанные с прохождением ВГВ, имеют различный характер в дневных и ночных условиях. Это различие заключается главным образом в том, что днем высотные профили электронной концентрации существенно деформируются, ночью они просто перемещаются по вертикали почти без изменений своей формы (рис. 8.9).

Основной механизм воздействия ВГВ на плазму $F2$ -области заключается в «ветровом увлечении», т. е. в передаче импульса горизонтально движущихся нейтральных частиц ионам, которые в результате этого приобретают дополнительную скорость вдоль магнитного поля (см. п. 6.3.2, 6.3.3). Рассмотрение высотных профилей возмущения меридиональной скорости нейтрального газа, представленных на рис. 5.12, позволяет объяснить различие реакции ионосферы на прохождение ВГВ в дневных и ночных условиях [239].

Главная причина этого различия состоит в том, что ночью на средних широтах максимум $F2$ -слоя расположен почти на 100 км выше, чем днем, из-за суточного хода термосферных ветров (см.

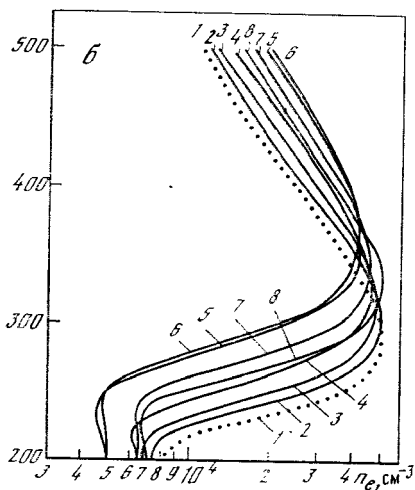
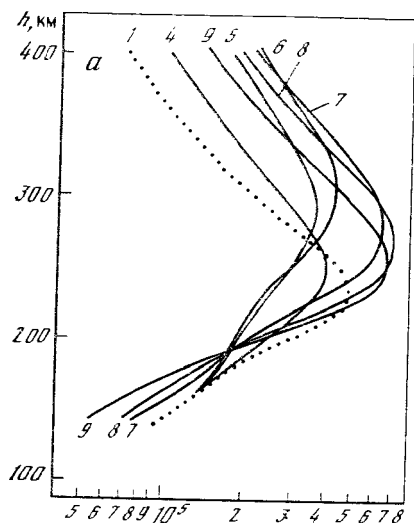


Рис. 8.9. Рассчитанные высотные профили электронной концентрации в различные моменты времени при прохождении ВГВ [283]
а — дневные условия; б — ночные. Цифрами у кривых отмечена последовательность моментов времени

Таким образом, воздействие ВГВ на $F2$ -слой ночью, когда слой поднят высоко ($h_m F2 \geq 300$ км), происходит аналогично воздействию нестационарного восточного электрического поля (см. разд. 8.4), поскольку и в том, и в другом случае имеет место почти однородный перенос плазмы вверх (в случае ВГВ вдоль $\mathbf{B}$,

п. 7.2.5). В результате максимум $F2$ -слоя ночью попадает в область меньшей дивергенции вертикальной ионной скорости, обусловленной ветровым увлечением, чем днем, поскольку высотный профиль возмущений меридиональной скорости нейтрального газа выше 300 км становится почти однородным из-за сглаживающего влияния вязкости (см. рис. 5.12). Таким образом, ночью $F2$ -слой под действием ВГВ перемещается по вертикали как целое без существенных изменений своей формы.

Днем, когда $F2$ -слой находится в целом низко, его максимум оказывается в области значительно большей дивергенции вертикальной ионной скорости, чем ночью. На начальной стадии возмущения происходит вынос плазмы из максимума $F2$ -слоя в его верхнюю часть, в результате чего уменьшается $n_m F2$, увеличивается толщина слоя $y_m F2$ и изменяется форма профиля электронной концентрации. В дальнейшем вертикальный перенос в окрестности максимума $F2$ -слоя становится более однородным (как из-за временной эволюции волн, так и из-за поднятия $F2$ -слоя), и профиль электронной концентрации перемещается вверх как целое с ростом $n_m F2$ из-за уменьшения скорости потерь, пропорциональным направленной к экватору скорости нейтрального газа.

а в случае Ey — поперек B), и их эффекты в наблюдаемых вариациях $n_m F2$ и $h_m F2$ можно различить лишь по наличию задержки относительно начала суббури в случае ВГВ. Днем эффекты ВГВ и восточного электрического поля различимы еще и по характеру вариаций $n_m F2$ и $y_m F2$.

8.6.2. Эффекты крупномасштабных возмущений термосферной циркуляции.

Суперпозиция эффектов от различных источников

Выше были рассмотрены эффекты волновых возмущений термосферы, генерируемых усилениями авроральных электроструй во время суббурь. Обычно длительности этих движений недостаточно, чтобы осуществить заметную перестройку состава термосферы. Во время же магнитных бурь, представляющих собой суперпозицию нескольких суббурь, разогрев высокоширотной термосферы продолжается в течение многих часов (до нескольких суток). Результирующие движения термосферы содержат в этом случае кроме ВГВ и более длиннопериодные приливные гармоникис с горизонтальными масштабами порядка нескольких тысяч километров.

Движения газа вверх и в стороны от области разогрева вызывают перестройку состава термосферы: обогащение высоких и средних широт более тяжелыми компонентами (Ar , N_2 , O_2), а низких — легкими атомарными (O и He ; см. разд. 5.9, 5.10), причем в летнем полушарии эффект усиливается по сравнению с зимним, поскольку солнечный и высокоширотный источники в летнем полушарии создают потоки одинакового направления, а в зимнем — разного. Уменьшение отношения $[O]/([N_2] + [O_2])$ ведет к уменьшению $n_m F2$, поскольку скорость образования ионов O^+ , доминирующих в $F2$ -слое, пропорциональна $[O]$, а скорость потерь ионов O^+ пропорциональна $k(O^+, O_2)[O_2] + k(O^+, N_2)[N_2]$. Объяснение отрицательных ионосферных бурь (уменьшений во время магнитных бурь $n_m F2$ в высоких и средних широтах, сменяющихся увеличениями $n_m F2$ в низких широтах) уменьшением отношения $[O]/([N_2] + [O_2])$ было предложено Ситоном задолго до того, как требуемые изменения нейтрального состава были действительно обнаружены с помощью масс-спектрометрических измерений со спутников.

Ионосферные эффекты предполагаемых изменений нейтрального состава неоднократно рассчитывались с помощью теоретических моделей [178, 259, 338, 340, 473]. Эти расчеты оказались в хорошем согласии с типичными наблюдаемыми изменениями высотного профиля электронной концентрации во время отрицательных ионосферных бурь (рис. 8.10, 8.11, а). Концентрация n_e уменьшается в ограниченном интервале высот (~ 200 — 500 км), включающем максимум $F2$ -слоя. Выше этого интервала n_e увеличивается, т. е. эффективная шкала высот возрастает. Высота максимума и толщина $F2$ -слоя увеличиваются, интегральное электронное

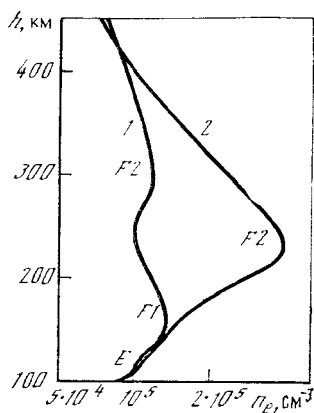
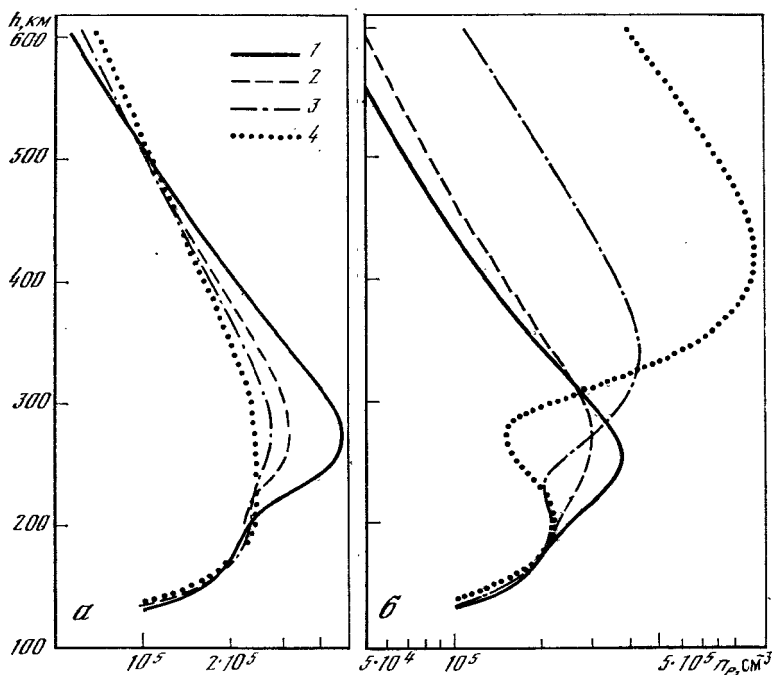


Рис. 8.10. Дневные высотные профили электронной концентрации для бури 18.IV.65 г. ($K_p = 8$, кривая 1) и для спокойных условий ($K_p < 1$, кривая 2), построенные по данным зондирования сверху (Алуэт-1) и снизу (ст. Сент-Джонс) [506]

Рис. 8.11. Дневные высотные профили электронной концентрации при различных уровнях магнитной активности, рассчитанные без учета (а) и с учетом (б) ветров [168]
1 — $K_p = 0$, 2 — 4, 3 — 6, 4 — 8



содержание уменьшается. Концентрация n_e в области $F1$ почти не меняется или слабо возрастает, так что отношение $n_m F2 / n_m F1$ уменьшается и может стать меньше 1: так называемое G -условие, когда область $F2$ экранируется слоем $F1$.

После того как изменения состава термосферы во время магнитных бурь были многократно измерены на спутниках и была установлена тесная связь этих измеренных изменений состава с наблюдавшимися вариациями электронной концентрации в $F2$ -

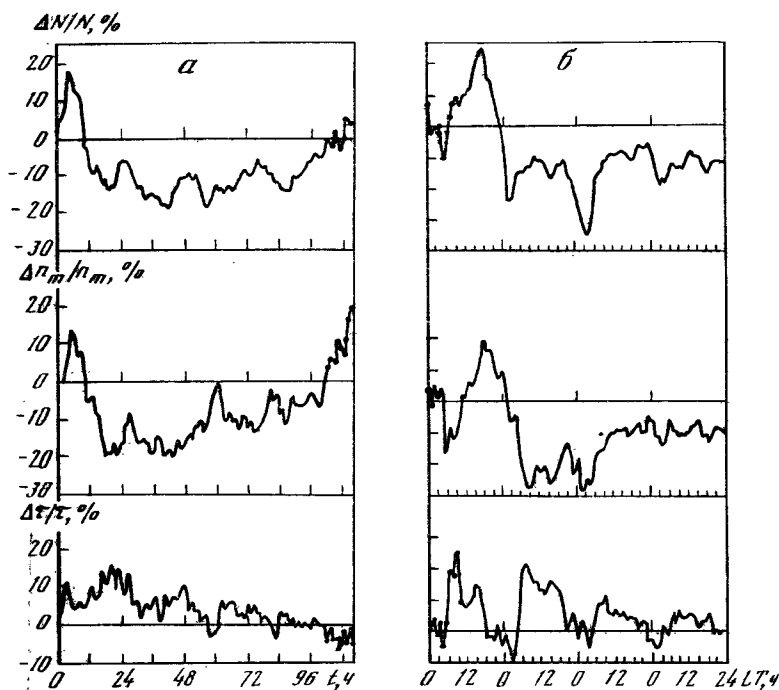


Рис. 8.12. Средние за 28 геомагнитных бурь, наблюдавшихся в 1967—1969 гг. отклонения от медианы интегрального электронного содержания N , максимальной электронной концентрации n_m и толщины слоя $\tau = N/n_m$ в зависимости от времени после начала бури (а) и от местного времени (б) [484]

области (уменьшения $n_m F2$ в областях уменьшения $[O]/[N_2]$ [485, 528, 529]), представления об изменениях нейтрального состава как причине отрицательных ионосферных бурь прочно укрепились среди исследователей. Они позволяли объяснить не только наблюдаемые вариации формы высотного профиля электронной концентрации на средних широтах, но и такие особенности ионосферных бурь, известные из наблюдений [469, 529], как преобладание отрицательных возмущений в летнем полушарии (большая интенсивность, большой интервал широт, охватываемых отрицательной бурей), переход к положительным возмущениям на низких широтах. Неоднократно отмечалось сходство отрицательной ионосферной бури с явлением сезонной аномалии в $F2$ -области [259, 473] (см. п. 7.2.5), обусловленное общей физической причиной этих взаимоподдерживающих явлений.

Известно, однако, что на ранних стадиях ионосферной бури, если она начинается в дневное время, возмущение электронной концентрации в $F2$ -слое обычно является положительным: $n_m F2$ и интегральное электронное содержание возрастают — так называемая положительная фаза (рис. 8.12). Это возрастание связыва-

ют с увлечением плазмы $F2$ -области ветрами, генерируемыми высокоширотными источниками и направленными в средних широтах преимущественно к экватору [178, 227, 228]. Такие ветры поднимают плазму вверх вдоль V и увеличивают $h_m F2$, при этом в дневное время увеличивается и $n_m F2$ за счет замедления потерь ионов O^+ .

Если включение ветра произошло ночью, когда $F2$ -слой и в спокойных условиях расположен высоко, то вместо увеличения $n_m F2$ возможно небольшое его уменьшение (как и в рассмотренных ранее случаях с восточным электрическим полем и с ВГВ), связанное с замедлением направленного вниз протоносферного потока плазмы. Если же ветер начинает действовать днем и сохраняется ночью, то тогда плазма рекомбинирует вечером от более высоких значений и ночной уровень $n_m F2$ повышается. Тем самым объясняется тот экспериментальный факт, что положительная фаза наблюдается на средних широтах у возмущений, начинающихся днем (или, иначе, существует запрещенное время начала отрицательных возмущений: они не начинаются днем, как это видно из рис. 8.12, б). Тот факт, что положительная фаза длится порядка 10 ч, связывается с тем, что примерно столько времени требуется для перестройки состава термосферы под действием возмущенной циркуляции, а рост с широтой наблюдаемой задержки отрицательного ионосферного возмущения относительно магнитного соответствует скоростям 50—300 м/с, уменьшающимся с широтой и близким к характерным скоростям возмущенных термосферных ветров.

Изложенная концепция формирования ионосферных бурь возмущенной термосферной циркуляцией сталкивается с трудностями при попытках количественного описания совместного действия возмущенных термосферных ветров и изменений нейтрального состава на $F2$ -область среднеширотной ионосферы [168, 169, 228]. Дело в том, что при стационарном (или квазистационарном) высокоширотном разогреве большие значения скоростей возмущенных термосферных ветров, направленных к экватору, сохраняются и тогда, когда изменения состава уже развиты, противодействуя эффектам этих изменений состава, т. е. развитию отрицательной фазы.

Это видно из сопоставления рис. 8.11, а и рис. 8.11, б, на которых представлены дневные высотные профили электронной концентрации для различных уровней магнитной активности, рассчитанные в [168] с учетом и без учета термосферных ветров. Изменения нейтрального состава и возмущенные термосферные ветры рассчитывались с использованием модели нейтральной атмосферы Яккиа-77 [434], основанной на данных торможения спутников и спутниковых масс-спектрометрических измерений состава. Согласно этим расчетам влияние ветров при $K_p > 4$ подавляет влияние изменений нейтрального состава, и результирующее возмущение $n_m F2$ оказывается положительным. Аналогичные эффекты имеют место и при теоретических расчетах ветров,

состава и соответствующих им ионосферных эффектов, не привязанных к конкретной эмпирической модели термосферы [99, 170, 228].

Таким образом, изменения нейтрального состава (уменьшение $[O]/([O_2] + [N_2])$) не во всех случаях могут обеспечить наблюдаемое уменьшение $n_m F2$ из-за противодействующего влияния на $F2$ -слой ветров, эти изменения состава вызвавших. Не следует, однако, забывать при интерпретации наблюдений, что в реальных условиях во время магнитных бурь действует одновременно несколько факторов, возмущающих $F2$ -область и способствующих уменьшению $n_m F2$. Несомненно, в частности, что важным компонентом среднеширотной ионосферной бури является смещение к экватору главного ионосферного провала вследствие усиления магнитосферной конвекции и сдвига внутрь магнитосферы (к Земле) кольцевого тока, сопровождаемое увеличением электронной температуры [532] (см. рис. 8.8). Связанные с этим понижения электронной концентрации, обсуждавшиеся в разд. 7.4 и 8.5, вносят вклад в формирование отрицательной ионосферной бури, наиболее значительный при высокой магнитной активности, когда резко возрастают скорости термосферных ветров [169].

Наконец, нужно учитывать, что в периоды магнитных бурь одна за другой следуют магнитные суббури, генерируя нестационарные возмущения (нестационарные электрические поля, ВГВ), наложение которых на крупномасштабные эффекты возмущений термосферной циркуляции и движений провала создает сложную результирующую картину ионосферной бури с преобладающим отрицательным эффектом (уменьшения электронной концентрации) в высоких и средних широтах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение попытаемся резюмировать изложенные выше физические представления об ионосфере.

Ионосфера — это многокомпонентная, химически реагирующая плазменная среда — смесь нейтральных атомов и молекул различных сортов, продуктов их ионизации (электронов и ионов) и продуктов ион-атомных и ион-молекулярных реакций, — находящаяся во внешнем магнитном поле.

Из-за наличия силы тяжести содержание нейтральных частиц экспоненциально убывает с ростом высоты, поглощение солнечного ионизирующего излучения в такой среде приводит к возникновению максимумов в высотном распределении скоростей ионизации атмосферных газов. Эти максимумы располагаются на высотах порядка 80—200 км, формируя слои *D*, *E* и *F1* ионосферы, состоящие главным образом из молекулярных ионов NO^+ и O_2^+ и электронов. Баланс между фотоионизацией и диссоциативной рекомбинацией определяет концентрацию электронов на высотах *E* и *F1*-областей, а сравнительно несложная цепочка ионно-молекулярных реакций — ионный состав. В *D*-области ситуация усложняется наличием ионных связей и отрицательных ионов, участвующих в большом количестве реакций с разнообразными малыми нейтральными компонентами.

Времена жизни основных ионов NO^+ и O_2^+ в дневное время существенно меньше характерных времен переноса, и последний, следовательно, не играет заметной роли по сравнению с фотохимическими процессами на высотах ≤ 200 км. В ночное время роль процессов переноса возрастет, они влияют на форму «долины» — участка высотного профиля электронной концентрации между *E* и *F*-областями ионосферы. Метеорная активность приводит к появлению долгоживущих металлических ионов на этих высотах, вертикальный перенос которых формирует узкие слои, регистрируемые как спорадические E_s -образования.

На высотах *E*-и *F1*-областей ионосферы существенно меняется степень замагниченности ионосферной плазмы, определяемая соотношениями между частотами столкновений и гирочастотами. Электроны на этих высотах замагничены, а ионы становятся замагниченными лишь на высотах $h \gtrsim 150$ км. Следствием этого является возможность возникновения горизонтальных электрических токов, создаваемых увлечением ионов поперек геомагнитного поля горизонтально движущимся нейтральным газом (дина-

мо-эффект), и соответствующих вариаций геомагнитного поля. Особенно интенсивны горизонтальные токи в районах усиления проводимости: вблизи экватора (экваториальная электроструя) и в авроральной зоне (авроральные электроструи). В последней велики также электрические поля, генерируемые в магнитосфере и передаваемые в ионосферу по высокопроводящим геомагнитным силовым линиям. Наличие интенсивных токов благоприятствует развитию различного рода токовых неустойчивостей и связанных с ними неоднородностей ионосферной плазмы.

Главный максимум концентрации электронов и соответствующий ему $F2$ -слой ионосферы располагается на высотах 220—400 км, т. е. выше максимумов скорости ионообразования. Здесь доминируют замagnetизированные ионы атомарного кислорода O^+ , образование которых контролируется солнечным излучением и содержанием атомов кислорода O , а потери — содержанием молекул азота N_2 и кислорода O_2 . В формировании максимума $F2$ -слоя определяющую роль играет амбиполярная диффузия, сбрасывающая вниз часть избытка плазмы, накапливающейся на больших высотах из-за более медленного убывания скорости потерь с высотой по сравнению со скоростью ионизации. Другая часть этого избытка диффундирует по силовым линиям геомагнитного поля вверх, в протоносферу, наполняя плазмой замкнутые магнитные силовые трубки. В ночное время, когда прекращается действие солнечного источника и давление плазмы в $F2$ -слое падает, накопленная в протоносфере плазма диффундирует вниз, подпитывая $F2$ -слой. В высоких широтах движение плазмы из ионосферы вдоль вытянутых в магнитосферный хвост силовых линий геомагнитного поля происходит со сверхзвуковой скоростью, формируя полярный ветер.

Температуры ионов и электронов в D -области равны температуре нейтрального газа. В E -области температуры также близки из-за высокой скорости теплообмена между нейтральным, ионным и электронным газами, обусловленной частыми столкновениями. В области $F1$ температура электронов начинает расти с высотой быстрее, чем температуры ионов и нейтральных частиц, а в $F2$ -области все три температуры различны, причем $T_n < T_i < T_e$. С дальнейшим ростом высоты значения температур электронов и ионов сближаются, превышая температуру нейтрального газа в 2—3 раза у основания протоносферы.

Протоносфера на замкнутых силовых линиях геомагнитного поля является для $F2$ -области резервуаром не только плазмы, но и тепла. В ней днем отдают часть своей энергии убегающие из $F2$ -слоя фотоэлектроны, повышая температуру плазмосферы, а ночью запасенное тепло возвращается в ионосферу посредством теплопроводности.

Ионосферные параметры испытывают суточные, сезонные, широтные, долготные и солнечно-циклические вариации, по-разному протекающие на разных высотах. В E - и $F1$ -областях ионосферы эти вариации носят наиболее регулярный характер, выявляя

отчетливый контроль зенитным углом Солнца. В области D вариации электронной концентрации (в первую очередь ее аномальные увеличения зимой — зимняя аномалия) тесно связаны с вариациями содержания окиси азота в атмосфере и с температурными вариациями. Область $F2$ во многом контролируется термосферными ветрами, перемещающими плазму вдоль геомагнитных силовых линий. На средних широтах ветры, обусловленные солнечным разогревом термосферы, определяют основную часть суточной вариации высоты максимума $F2$ -слоя (увеличение $h_m F2$ в ночные часы на 50—100 км) и наряду с протоносферными потоками способствуют поддержанию сравнительно высоких ночных значений электронной концентрации в максимуме $F2$ -слоя. Обусловленные термосферной циркуляцией сезонные изменения состава термосферы (обогащение летнего полушария молекулярными компонентами) формируют сезонную аномалию $F2$ -области — превышение дневных зимних значений электронной концентрации над летними.

Широтные вариации электронной концентрации на высотах $F2$ -области контролируются целым рядом факторов: зенитным углом Солнца, вариациями ветров и состава атмосферы, высыпаниями мягких частиц из магнитосферы и в очень значительной степени электрическими полями. В приэкваториальных широтах главную роль играют динамо-поля, формирующие (совместно с диффузией) посредством «фонтан-эффекта» экваториальную аномалию $F2$ -слоя — провал в широтном ходе электронной концентрации над экватором, с которым связан также и провал в дневной части суточного хода n_e .

Наиболее резкая широтная неоднородность электронной концентрации в $F2$ -области известна как главный ионосферный провал, расположенный в вечерне-ночном секторе субавроральной ионосферы. Провал особенно ярко выражен в зимних условиях. Он формируется в процессе конвекции ионосферной плазмы под действием электрического поля магнитосферного происхождения, когда на некоторых траекториях, проходящих по неосвещенной стороне ионосферы, плазма движется очень медленно и успевает рекомбинировать до очень низких значений электронной концентрации.

С ограниченностью процесса конвекции высокими широтами связано существование плазмосферы — внутренней области замкнутых силовых линий геомагнитного поля, заполненной холодной плазмой. В плазмосфере плазма участвует в суточном вращении Земли, не уходя на высокоширотные геомагнитные силовые линии, где она может теряться посредством полярного ветра. Границу между плазмой, участвующей в магнитосферной конвекции, и плазмой, вращающейся с Землей, отождествляют (в стационарном случае) с плазмопаузой — границей плазмосферы. У основания протоносферы плазмопауза принимает вид провала легких ионов, который на меньших высотах на неосвещенной стороне переходит в главный ионосферный провал. Перенос плазмы магнитосферной конвекцией (совместно с высыпаниями мягких

частиц) формирует помимо провала неоднородности горизонтальной структуры высокоширотной $F2$ -области ионосферы, такие как полярный язык, полярная полость, авроральные гребни.

Возникновение электрического поля конвекции обусловлено взаимодействием солнечного ветра и переносимого им магнитного поля с магнитосферой Земли. Поскольку конвектирует не только холодная, но и горячая магнитосферная плазма, движение последней в неоднородном геомагнитном поле приводит к появлению поля поляризации, экранирующего внутреннюю область магнитосферы от первоначального поля конвекции. Посредством системы продольных токов поле поляризации замыкается на ионосферу, проводимость которой, следовательно, будет влиять на величину результирующего электрического поля.

Движения заряженных частиц в ионосфере под действием магнитосферного электрического поля влияют на поведение нейтрального газа. Джоулева диссипация токов нагревает высокоширотные области термосферы. Это в свою очередь ведет к генерации термосферных ветров и к соответствующей широтной перестройке состава термосферы, а следовательно, и электронной концентрации. Тем самым осуществляется непрерывное ионосферно-магнитосферно-термосферное взаимодействие.

Активные процессы на Солнце усиливают это взаимодействие. Резкие изменения интенсивности солнечного ионизирующего излучения (солнечные вспышки), вариации параметров солнечного ветра и переносимого им магнитного поля находят свое отражение в разнообразных взаимосвязанных магнитосферных, ионосферных и термосферных возмущениях. Усиления рентгеновского и ультрафиолетового излучения Солнца в периоды вспышек приводят к росту электронной концентрации в D - и E -областях на всей освещенной стороне Земли, а приход энергичных солнечных протонов, направляемых геомагнитным полем к приполюсным областям, вызывает аналогичные эффекты в высоких широтах (ППШ).

Усиление электрического поля в хвосте магнитосферы ведет к расширению высокоширотной области ионосферы, охваченной конвекцией, и соответственно к уменьшению размера плазмосферы, к смещению на более низкие геомагнитные широты главного ионосферного провала. Усиление и приближение к Земле кольцевого тока, образованного дрейфом захваченных частиц и ответственного за понижение геомагнитного поля в главную фазу магнитной бури, сопровождается увеличением потоков тепла в ионосферу из периферийных участков плазмосферы, разогретых за счет волнового взаимодействия с горячими частицами кольцевого тока. Приток тепла к электронному газу $F2$ -области увеличивает его температуру, что сопровождается возбуждением атомарного кислорода, проявляющимся в виде красных дуг, и колебательным возбуждением молекулярного азота. Последнее в свою очередь убыстряет потери ионов O^+ в реакции с молекулами N_2 , т. е. уменьшает электронную концентрацию в $F2$ -области. По-

скольку это происходит вблизи плазмопаузы, то тем самым углубляется и расширяется главный ионосферный провал.

Усиление электрических полей и повышение проводимости за счет высыпаний энергичных частиц в периоды магнитных бурь приводят к возрастанию токов в высокоширотной ионосфере и к усилению джоулева разогрева как ионного, так и нейтрального газа. Увеличение ионной температуры ускоряет потери ионов O^+ и способствует тем самым уменьшению электронной концентрации в F_2 -слое. Увеличение температуры нейтрального газа повышает относительное содержание молекулярных компонент термосферы, что также ускоряет потери ионов O^+ . Совместное действие упомянутых факторов ведет к развитию глубокой депрессии электронной концентрации (отрицательной ионосферной бури) на высотах F_2 -области, простирающейся от высоких широт к средним.

Этому уменьшению электронной концентрации в высоких широтах в определенной степени противодействуют процессы ионизации высыпающимися мягкими частицами, в средних широтах — термосферные ветры, дующие от области разогрева, а в низких широтах — уменьшение относительного содержания молекулярных нейтральных компонент. Тем самым формируется сложная широтная структура ионосферной бури с преобладанием отрицательного эффекта в высоких и средних широтах и положительного — в низких, причем на средних широтах положительный эффект от ветров преобладает на ранних стадиях бури, когда еще значительно не изменился нейтральный состав, что приводит к двухфазной структуре ионосферной бури: отрицательной фазе предшествует положительная.

Ионосферная буря — явление того же порядка длительности, что и магнитная, т. е. она развивается в течение десятков часов и складывается из возмущений меньшей длительности (порядка 1—3 ч), связанных обычно с геомагнитными суббурями. Последние представляют собой взрывообразные сбросы энергии, накопленной в хвосте магнитосферы. Нестационарность электрических полей и проводимости в периоды суббурь ведет к расслоениям главного ионосферного провала, к проникновению электрического поля на средние и низкие широты и к генерации внутренних гравитационных волн, распространяющихся от высоких широт к низким.

Не все стороны процессов, связанных с суббурей и возмущениями в высоких широтах, равно как и не все явления в экваториальной ионосфере к настоящему времени поняты и объяснены. Ведутся их интенсивные исследования, появляются новые данные, которые отвечают на одни вопросы и ставят другие. Мы попытались представить картину явлений такой, как мы ее видим сегодня. Не все нам удалось охватить достаточно глубоко, остались участки, куда мы и вовсе не заглядывали. Но мы надеемся, однако, что сделанный нами обзор в том виде, как он представлен, окажется полезным исследователям околоземной космической среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Авакян С. В. Двухзарядные ионы атомарного кислорода в возмущенной ионосфере // Космич. исслед. 1978. Т. 16, вып. 1. С. 144—148.
2. Авакян С. В. Образование двухзарядных ионов атомарного кислорода в верхней атмосфере // Там же. 1979. Т. 17, вып. 6. С. 942—945.
3. Авакян С. В., Коваленок В. В., Соломницина Н. Ф. Ночная F-область ионосферы в периоды всплесков на Солнце. Алма-Ата: Наука, 1984. 150 с.
4. Авакян С. В., Косен М. А., Кудряшов Г. С., Хазанов Г. В. Роль оже-процессов в формировании фотоэлектронных спектров // Космич. исслед. 1977. Т. 15, вып. 4. С. 631—632.
5. Авакян С. В., Черепков Н. А. Двукратная ионизация атома кислорода и спектр ионосферных фотоэлектронов // Тез. докл. III Всесоюз. симпоз. «Оптические исследования верхней атмосферы». Ужгород, 1977. С. 27—29.
6. Авроральные явления / Под ред. Б. Е. Брюнелли. Апатиты: Кол. фил. АН СССР. Изд. ежегодное.
7. Акасофу С.-И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. М.: Мир. Ч. I. 1974. 384 с.; Ч. 2. 1975. 542 с.
8. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высш. шк., 1978. 407 с.
9. Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г. Космическая электродинамика. М.: Мир, 1967. 260 с.
10. Альперт Я. Л. Распространению электромагнитных волн в ионосфере. М.: Наука, 1972. 563 с.
11. Андреева Л. А., Косенкова А. В., Уваров В. М., Улыбин В. Б. Дрейф облаков бария и электрическое поле над Волгоградом // Геомагнетизм и аэронавтика. 1983. Т. 23. № 2. С. 330—332.
12. Антонова Л. А., Иванов-Холодный Г. С. О потоке коротковолнового излучения солнца и природе эффективного коэффициента рекомбинации на высотах E- и F1-областей ионосферы // Там же. 1980. Т. 20, № 3. С. 434—438.
13. Антонова Л. А., Катюшина В. В. Сезонные-широтные вариации турбулентности и нейтрального состава верхней атмосферы Земли // Там же. № 1. С. 67—71.
14. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 318 с.
15. Белинская С. И. Колебательная температура молекул азота на высотах средней ионосферы // Исследования по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца. М.: Наука, 1979. Вып. 47. С. 173—179.
16. Белов П. Н. Численные методы прогноза погоды. Л.: Гидрометеоиздат, 1975. 392 с.
- 16а. Белроуз Дж. С., Боури И. А., Сьюитт Л. В. Особенности распределения электронной концентрации в нижней ионосфере над Оттавой в зимнее время // Распределение электронов в верхней атмосфере. М.: Мир. 1969. С. 62—75.
17. Бенькова Н. П. Особенности экваториальной ионосферы // Физика и структура экваториальной ионосферы. М.: Наука, 1981. С. 4—20.
18. Беспрозванная А. С. Морфология пространственного распределения ионизации слоя F2 высоких широт // Высокоширотные геофизические явления. Л.: Наука, 1974. С. 150—178.

19. Беспрозванная А. С., Макарова Л. Н. УТ-контроль конфигурации главного ионосферного провала // Геомагнетизм и аэронавигация. 1984. Т. 24, № 1. С. 145—146.
20. Беспрозванная А. С., Щука Т. И. Распределение аномальной ионизации в области E высоких широт по данным наземного зондирования // Там же. 1976. Т. 16, № 4. С. 723—726.
21. Беспрозванная А. С., Щука Т. И. О возможной природе аврорального слоя E // Там же. 1977. Т. 17, № 1. С. 35—39.
22. Беспрозванная А. С., Щука Т. И. Экспериментальные сведения о распределении электронной концентрации в области E высоких широт // Полярная ионосфера и магнитосферно-ионосферные связи. Апатиты: ПГИ КФАН, 1978. С. 13—25.
23. Бете Г. Квантовая механика. М.: Мир, 1965. 333 с.
24. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматгиз, 1960. 562 с.
25. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183—272.
26. Брандт Дж. Солнечный ветер. М.: Мир, 1973. 208 с.
27. Брюнелли Б. Е., Чокки М. И., Пресняков И. Н. и др. Метод некогерентного рассеяния радиоволн. Л.: Наука, 1979. 188 с.
28. Бэнкс П. М. Тепловая структура ионосферы // Тр. Ин-та инженеров по электротехнике и радиотехнике. 1969. Т. 57, № 3. С. 6—30.
29. Бэнкс П. М. Источники энергии в высокоширотной атмосфере // Полярная верхняя атмосфера. М.: Мир, 1983. С. 124—133.
30. Васильев К. Н. Геомагнитный эффект в вертикальных перемещениях ионизации в области F ионосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. 1967. Т. 7, № 3. С. 468—474.
31. Васильев К. Н. О вертикальных перемещениях ионизированных образований в области F // Ионосферные исследования. М.: Наука, 1968. № 16. С. 151—156.
32. Власов М. Н., Давыдов В. Е. Исследование теоретического описания распределения основных нейтральных компонент верхней атмосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. 1981. Т. 21, № 4. С. 683—688.
33. Власов М. Н., Медведев В. В. О возможном механизме формирования зимней аномалии области D // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, № 4. С. 415—419.
34. Власов М. Н., Чернышев В. И., Колесник А. Г. Распределение молекулярного азота по колебательным уровням в верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэронавигация. 1978. Т. 18, № 4. С. 645—651.
35. Волланд Х. Динамика термосферы в спокойных и возмущенных условиях // Полярная верхняя атмосфера. М.: Мир, 1983. С. 27—38.
36. Гаврилов Н. М., Швед Г. М. Опыт замыкания системы уравнений для турбулизованного слоя верхней атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1973. Т. 9. С. 1330.
37. Галкин А. И., Ерофеев Н. М., Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Ионосферные измерения. М.: Наука, 1971. 174 с.
38. Гальперин Ю. И., Зосимова А. Г., Ларина Т. Н. и др. Изменения в структуре F -слоя полярной ионосферы при смене знака B_y -компоненты межпланетного магнитного поля // Космич. исслед. 1980. Т. 18, вып. 6. С. 877—898.
39. Гальперин Ю. И., Кронье Ж., Лисаков Ю. В. и др. Диффузная авроральная зона. 1. Модель экваториальной границы диффузной зоны вторжения авроральных электронов в вечернем и околополуденном секторах // Там же. 1977. Т. 15, вып. 3. С. 424—434.
40. Гдалевич Г. Л., Пирог О. М., Ремизов А. П. Исследования в ионосфере при помощи спутника «Космос-378». 9. О природе ионизации в авроральной зоне ночью в области F ионосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. 1979. Т. 19, № 6. С. 1112—1114.
41. Гершман Б. Н. Физические механизмы образования мелкомасштабных неоднородностей в области E авроральной ионосферы // Физика радиоавроры и авроральная суббурия. Апатиты: ПГИ КФАН СССР, 1985. С. 3—10.

42. Гершман Б. Н., Григорьев Г. И. Перемещающиеся ионосферные возмущения: (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11, № 1. С. 5—26.
43. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука, 1984. 392 с.
44. Гершман Б. Н., Игнатьев Ю. А., Каменецкая Г. Х. Механизмы образования ионосферного спорадического слоя E на различных широтах. М.: Наука, 1976. 108 с.
45. Гершман Б. Н., Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д., Чернобровкина Н. А. Явление F-рассеяния в ионосфере. М.: Наука, 1984. 141 с.
46. Гивисвили Г. В., Рябов Ю. А., Флигель М. Д., Ястребов А. А. О вариациях электронной концентрации в D-области // Геомагнетизм и аэронавигация. 1983. Т. 23, № 2. С. 307—309.
47. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
48. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975. 256 с.
49. Гинзбург Э. И., Жалковская Л. В. Турбулентные эффекты в нижней ионосфере: (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 3. С. 301—324.
50. Гинзбург Э. И., Задорожный А. М. Модели нижней ионосферы. Новосибирск, 1981. 271 с. Деп. в ВИНТИ, 10.IV.81. № 1935-81.
51. Гинзбург Э. И., Нестерова И. И. Эффект зимней аномалии поглощения радиоволн: (Обзор) // Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма. Новосибирск: ИГГ СО АН СССР, 1973. С. 3—98.
52. Гинзбург Э. И., Нестерова И. И. Пространственно-временные вариации $N(h)$ -профилей нижней ионосферы // Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма. Новосибирск: ИГГ СО АН СССР, 1974. С. 86—97.
53. Глушаков М. Л., Дулькин В. Н., Ивановский А. И. Модель суточных вариаций параметров термосферы. 1. Исходные предпосылки и метод решения // Геомагнетизм и аэронавигация. 1979. Т. 19, № 4. С. 663—670.
54. Гневашев М. Н., Оль А. И. О 22-летнем цикле солнечной активности // Астрон. журн. 1948. Т. 25, № 1. С. 18—20.
55. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н. Численное моделирование теплового режима термосферы Земли // Космич. исслед. 1981. Т. 19, вып. 2. С. 249—260.
56. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н. Влияние турбулентности и ИК-излучения на тепловой режим термосферы Земли // Там же. Вып. 4. С. 539—550.
57. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н., Марков Н. Н., Маров Н. Я. Численное моделирование нагрева и охлаждения газа в околоземном пространстве // Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе. М.: Наука, 1982. С. 3—28.
58. Гордиец Б. Ф., Марков Н. Н. Инфракрасное излучение в энергетическом балансе верхней ионосферы // Космич. исслед. 1977. Т. 15, вып. 5. С. 725—735.
59. Гридчин Г. В., Жадин Е. А., Ивановский А. И. Температура и состав термосферы с учетом вертикальных движений // Геомагнетизм и аэронавигация. 1982. Т. 22, № 1. С. 147—149.
60. Грингауз К. И., Безруких В. В. Плазмосфера Земли: (Обзор) // Геомагнетизм и аэронавигация. 1977. Т. 17, № 5. С. 784—803.
61. Гуляева Т. Л. Оптимальная методика и алгоритмы расчетов $N(h)$ -профилей ионосферы по данным вертикального радиозондирования: Дис. ...канд. физ.-мат. наук. М., 1970. 154 с.
62. Данилов А. Д. Фотохимия области D // Ионосферные исследования. М., 1981, № 34. С. 6—38.
63. Данилов А. Д., Власов М. Н. Фотохимия ионизованных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. Л.: Гидрометеоиздат, 1973. 190 с.
64. Данилов А. Д., Ледомская С. Ю. Зимняя аномалия области D — аэронавигационный и метеорологический аспекты // Геомагнетизм и аэронавигация. 1979. Т. 19, № 6. С. 961—977.

65. Данилов А. Д., Орлов А. Б., Морозова Л. П., Кишук В. П. Сезонные различия эффектов внезапных ионосферных возмущений в D-области // Там же. 1983. Т. 23, № 2. С. 311—313.

66. Данилов А. Д., Симонов А. Г. Положительные ионы в области D. 1. Вариации ионного состава // Там же. 1975. Т. 15, № 4. С. 643—650; 2. Эффективность образования ионов-связок // Там же. № 5. С. 841—846; 3. Вариации эффективного коэффициента рекомбинации // Там же. № 6. С. 1000—1004.

67. Данилов А. Д., Симонов А. Г. Вариации коэффициента рекомбинации и фотохимия области D // Ионосферные исследования. М., 1981. № 34. С. 54—60.

68. Данилов А. Д., Симонов А. Г. Состав положительных ионов в области D // Там же. С. 39—53.

69. Деминов М. Г., Карпачев А. Т. Долготный эффект в конфигурации главного ионосферного провала. 1. Положение провала // Геомагнетизм и аэронавтика. 1986. Т. 26, № 1. С. 63—68.

70. Деминов М. Г., Ким В. П. О роли электрических полей в формировании ионосферы высоких широт // Там же. 1976. Т. 16, № 6. С. 993—1001.

71. Деминов М. Г., Ким В. П., Хегай В. В. Влияние продольных токов на структуру ионосферы // Там же. 1979. Т. 19, № 4. С. 743—745.

72. Деминов М. Г., Хегай В. В. Аналитическая аппроксимация скорости ионизации авроральными электронами // Там же. 1980. Т. 20, № 1. С. 145—147.

73. Деминов М. Г., Хегай В. В. Высотное распределение параметров авроральной ионосферы в период магнитной бури // Ионосферные исследования. М.: Радио и связь, 1983. № 33. С. 56—61.

74. Драйер М., Куперман С. Солнечный ветер: (Обзор) // Наблюдение и прогноз солнечной активности. М.: Мир, 1976. С. 173—201.

75. Дриацкий В. М. Природа аномального поглощения космического радиоизлучения в нижней ионосфере высоких широт. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 223 с.

76. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973. 502 с.

77. Задорожный А. М., Гинзбург Э. И. О сезонных вариациях коэффициента турбулентной диффузии в мезосфере и нижней термосфере // Геомагнетизм и аэронавтика. 1977. Т. 17, № 6. С. 1050—1056.

78. Захаров Л. П., Намгаладзе А. А. Моделирование сезонно-суточных вариаций параметров F2-области ионосферы // Исследование ионосферной динамики. М.: ИЗМИРАН, 1979. С. 76—95.

79. Захаров Л. П., Намгаладзе А. А. Формирование положительных возмущений F2-области ионосферы протоносферными потоками плазмы // Геомагнетизм и аэронавтика. 1979. Т. 19, № 4. С. 734—736.

80. Зевакина Р. А. Ионосферные возмущения // Ионосферные возмущения и их влияние на радиосвязь. М.: Наука, 1971. С. 3—26.

81. Зевакина Р. А. Развитие методов краткосрочного прогнозирования ионосферных возмущений // Ионосферно-магнитосферные возмущения и их прогнозирование. М.: Наука, 1984. С. 3—10.

82. Зевакина Р. А., Киселева М. В. О возможности количественного прогноза интенсивности отрицательных ионосферных возмущений // Прогнозирование ионосферы и условий распространения радиоволн. М.: Наука, 1985. С. 39—43.

83. Зевакина Р. А., Киселева М. В. Динамика области F2 в зависимости от возмущений магнитосферы и солнечного ветра // Геомагнетизм и аэронавтика. 1986. Т. 26, № 3. С. 391—395.

84. Зеленкова Л. В. Изменение ионного состава D-области во время ионосферных возмущений // Динамические процессы и структура полярной ионосферы. Апатиты: ПГИ КФАН, 1980. С. 68—76.

85. Зеленкова Л. В., Шумилов О. В., Гилязов В. Г. Вариации эффективного коэффициента потерь во время ППП // Полярные сияния и вторжение авроральных частиц. Л.: Наука, 1976. С. 104—109.

86. Зикрач Э. К., Максимова Н. М. Долготная асимметрия главного ионосферного провала // Геомагнетизм и аэронавтика. 1983. Т. 23, № 3. С. 488—489.

87. *Иванов-Холодный Г. С., Калинин Ю. К.* Распределение концентрации ионов по высоте во внешней ионосфере // Там же. 1985. Т. 25, № 3. С. 400—405.

88. *Иванов-Холодный Г. С., Лещенко Л. Н., Одинцова И. Н.* Соотношение рентгеновского и ультрафиолетового излучений солнечных вспышек в ионизации *E*-области ионосферы // Там же. 1976. Т. 16, № 2. С. 246—250.

89. *Иванов-Холодный Г. С., Михайлов А. В.* Прогнозирование состояния ионосферы (детерминированный подход). Л.: Гидрометеиздат, 1980. 190 с.

90. *Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М.* Солнце и ионосфера. М.: Наука, 1969. 455 с.

91. *Иванов-Холодный Г. С., Нусинов А. А.* Образование и динамика дневного среднеширотного слоя *E* ионосферы // Тр. Ин-та прикл. геофизики. М.: Гидрометеиздат, 1979. Вып. 37. 129 с.

92. *Исаевский А. И., Репнев А. И., Швидковский Е. Г.* Кинетическая теория верхней атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1967. 258 с.

93. *Изаков М. Н.* О влиянии турбулентности на тепловой режим термосфер планет // Космич. исслед. 1978. Т. 16, вып. 3. С. 403—411.

94. *Ионосферно-магнитные возмущения в высоких широтах* // Под ред. О. А. Тропичева. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.

95. *Исаев С. И., Пудовкин М. И.* Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли. Л.: Наука, 1972. 244 с.

96. *Ишимару С.* Основные принципы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1975. 288 с.

97. *Кадомыц Б. В.* Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976. 238 с.

98. *Калиткин Н. Н.* Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.

99. *Карпов И. В., Клименко В. В., Намгаладзе А. А.* Моделирование трехмерных возмущений в термосфере и ионосфере от высокоширотных тепловых источников: Препр. ИЗМИРАН № 46(660). М., 1986. 24 с.

100. *Каширин А. И.* Фотоионизация в ночной ионосфере // Геомагнетизм и аэронавтика. 1986. Т. 26, № 4. С. 563—568.

101. *Кащенко Н. М., Никитин М. А.* Влияние изменчивости электрического поля на структуру дневной экваториальной *F*-области // Там же. 1985. Т. 25, № 2. С. 198—202.

102. *Квавадзе Д. К., Шарвадзе З. С.* Возмущенности в области *E* и *F* и спорадический слой *E* // Ионосферные исследования. М.: Наука, 1972. № 20. С. 166—168.

103. *Керблай Т. С., Ковалевская Е. М.* О траекториях коротких радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1974. 160 с.

104. *Клименко В. В.* Численное моделирование динамических эффектов электрических полей в ионосфере и протоносфере Земли: Дис. ... канд. физ.-мат. наук М., 1982. 170 с.

105. *Клименко В. В.* Влияние сезонной асимметрии на наполнение плазменной трубки // Геомагнетизм и аэронавтика. 1983. Т. 23, № 3. С. 490—493.

106. *Клименко В. В.* Роль инерции движения ионов в формировании провала и плазмопаузы // Там же. № 6. С. 915—918.

107. *Клименко В. В., Намгаладзе А. А.* Эффекты зональных электрических полей в дневной зимней среднеширотной ионосфере // Там же. 1976. Т. 16, № 6. С. 1117—1119.

108. *Клименко В. В., Намгаладзе А. А.* Ионосферные эффекты зональных и меридиональных электрических полей в вечернем секторе // Там же. 1977. Т. 17, № 3. С. 441—444.

109. *Клименко В. В., Намгаладзе А. А.* Ионосферные эффекты меридиональных электрических полей // Вариации ионосферы во время магнитосферных возмущений. М.: Наука, 1980. С. 3—10.

110. *Клименко В. В., Намгаладзе А. А.* О роли конвекции в формировании провала и плазмопаузы // Геомагнетизм и аэронавтика. 1980. Т. 20, № 5. С. 946—950.

111. *Клименко В. В., Намгаладзе А. А.* Влияние нестационарной конвекции на распределение холодной плазмы в ионосфере и протоносфере Земли // Там же. 1981. Т. 21, № 6. С. 994—998.

112. Кнут Р., Вюрцбергер И. Ионосферные возмущения на средних широтах, вызванные частицами высоких энергий // Там же. 1976. Т. 16, № 4. С. 666—673.
113. Кнут Р., Федорова Н. И. Международные координированные измерения геофизических эффектов солнечной активности в верхней атмосфере. 4. Высыпание энергичных частиц во время бухтообразного возмущения среднеширотной D-области ионосферы // Там же. 1977. Т. 17, № 5. С. 854—861.
114. Коваленко В. А. Солнечный ветер. М.: Наука, 1983. 272 с.
115. Ковалевский И. В. Процессы нагрева холодной геомагнитосферной плазмы // Геомагнетизм и аэронавтика. 1982. Т. 22, № 3. С. 445—459.
116. Коен М. А. Моделирование ионосферы в прикладных задачах геофизики. Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1983. 278 с.
117. Коен М. А., Сидоров И. М. Решение уравнений движения для ионов O^+ и H^+ с учетом нелинейного ускорения // Моделирование процессов гидросферы, атмосферы и ближнего космоса. Новосибирск: Наука, 1985. С. 139—147.
118. Коен М. А., Хазанов Д. В. Нестационарная модель полярного ветра // Исследование ионосферной динамики. М.: ИЗМИРАН, 1979. С. 161—169.
119. Колесник А. Г. Самосогласованная модель ионосферы: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1984. 26 с.
120. Колесник А. Г. Самосогласованный расчет колебательной температуры азота в области F ионосферы // Геомагнетизм и аэронавтика. 1982. Т. 22, № 4. С. 601—607.
121. Колесник А. Г., Голиков И. А. Механизм формирования главного ионосферного провала области F // Там же. 1983. Т. 23, № 6. С. 909—914.
122. Колесник А. Г., Королев С. С. Трехмерная модель термосферы // Там же. № 5. С. 774—780.
123. Колесник А. Г., Чернышев В. И. Нестационарная самосогласованная модель среднеширотной ионосферы в интервале высот 120—500 км // Там же. 1981. Т. 21, № 2. С. 245—249.
124. Кореньков Ю. Н. Численное моделирование E- и F1-областей среднеширотной ионосферы: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. 1979. 216 с.
125. Кореньков Ю. Н. Влияние движений в нейтральной атмосфере на сезонно-суточное поведение слоя E_s // Геомагнетизм и аэронавтика. 1979. Т. 19, № 1. С. 27—33.
126. Кореньков Ю. Н. Об отношении NO^+/O_2^+ в ночной среднеширотной ионосфере // Там же. № 5. С. 932—934.
127. Кореньков Ю. Н. Аналитическое решение стационарного уравнения непрерывности для электронной концентрации в E-области ионосферы // Ионосферно-магнитосферные возмущения и их прогнозирование. М.: Наука, 1984. С. 164—172.
128. Кореньков Ю. Н. Формирование и динамика слоя металлических ионов под действием нестационарной зональной компоненты нейтрального ветра // Ионосферные исследования. М.: Наука, 1987. № 42. С. 81—89.
129. Кореньков Ю. Н., Намгаладзе А. А. Моделирование ионосферных эффектов солнечной вспышки // Ионосферные возмущения и методы их прогноза. М.: Наука, 1977. С. 85—91.
130. Кореньков Ю. Н., Тепеницына Н. Ю. Отклонения от квадратичного закона рекомбинации в E-области ионосферы // Ионосферно-магнитосферные возмущения и их прогнозирование. М.: Наука, 1984. С. 172—176.
- 130а. Космическая геофизика/Под ред. А. Эгеланда, О. Холтера, А. Омхольта. М.: Мир, 1976. 544 с.
131. Кошелев В. В., Климов Н. Н., Сутырин Н. А. Аэронавтика мезосферы и нижней термосферы. М.: Наука, 1983. 183 с.
132. Кринберг И. А. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли. М.: Наука, 1978. 214 с.
133. Кринберг И. А., Акатова Л. А. Функция распределения электронов в нижней ионосфере и ее связь со скоростью образования и нагрева электронов. 1. // Геомагнетизм и аэронавтика. 1978. Т. 18, № 4. С. 603—609.

134. Кринберг И. А., Выборов В. И., Кошелев В. В. и др. Адаптивная модель ионосферы. М.: Наука, 1986. 133 с.
135. Кринберг И. А., Матафонов Г. К., Тацилин А. В. Особенности нагрева полярной ионосферы при выбросах энергичных электронов // Динамические процессы и структура полярной ионосферы. Апатиты: ПГИ Кол. фил. АН СССР, 1980. С. 31—35.
136. Кринберг И. А., Тацилин А. В. Ионосфера и плазмаосфера. М.: Наука, 1984. 189 с.
137. Кукушкина Р. С. Особенности структуры и формирования E -области авроральной ионосферы: Дис. ...канд. физ.-мат. наук. Мурманск: ПГИ Кол. фил. АН СССР, 1983. 208 с.
138. Киселевский С. П., Лебле С. Б. Нелинейная дисперсия крупномасштабных внутренних волн // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 21, № 5. С. 170—176.
139. Киселевский С. П., Лебле С. Б. Уравнение Кадамцева — Петвиашвили в теории атмосферных внутренних волн // Там же. № 9. С. 1004—1007.
140. Лайонс Л., Уильямс Д. Физика магнитосферы. М.: Мир, 1987. 310 с.
141. Латышев К. С., Бобарыкин Н. Д., Медведев В. В. Разностные методы решения системы одномерных магнитогидродинамических уравнений в задачах моделирования ионосферы // Ионосферные исследования. М.: Сов. радио, 1979. № 28. С. 37—49.
142. Латышев К. С., Медведев В. В. Варианты метода прогонки численного решения уравнений диффузии ионов в задаче моделирования ионосферы // Диагностика и моделирование ионосферных возмущений. М.: Наука, 1978. С. 108—114.
- ✓ 143. Латышев К. С., Намгаладзе А. А. О методах численного решения задачи моделирования среднеширотной ионосферы // Вопросы моделирования ионосферы. Калининград. Калинингр. ун-т, 1975. С. 36—44.
144. Лаштовичка Я., Федорова Н. И. Международные координированные измерения геофизических эффектов солнечной активности. 3. Необычное среднеширотное ионосферное возмущение корпускулярного происхождения // Геомагнетизм и аэронавтика. 1976. Т. 16, № 6. С. 1018—1025.
145. Лещинская Т. Ю. Моделирование и вопросы теории образования слоя F_2 ионосферы в области геомагнитного экватора: Дис. ...канд. физ.-мат. наук. М., 1985. 244 с.
146. Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн / Под ред. М. П. Княвского. М.: Наука, 1971. 311 с.
147. Ляцкий А. М., Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П. Влияние продольных токов на профиль электронной концентрации // Геомагнетизм и аэронавтика. 1978. Т. 18, № 2. С. 229—234.
148. Ляцкий В. Б. Токовые системы магнитосферно-ионосферных возмущений. Л.: Наука, 1978. 198 с.
149. Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П. Стационарная магнитосферная конвекция как причина S_q -вариации // Геомагнетизм и аэронавтика. 1975. Т. 15, № 1. С. 118—123.
150. Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П. О происхождении среднеширотного провала и полярной полости в распределении ионосферной концентрации // Там же. 1981. Т. 21, № 1. С. 183—185.
151. Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. М.: Наука, 1983. 192 с.
152. Макарова Л. Н., Грингауз К. И., Афонин В. В. Контроль мировым временем повышения температуры электронов в области провала // Полярная ионосфера и магнитосферно-ионосферные связи: III Всесоюз. совещ. Мурманск, апрель 1984 г.; Тез. докл. Апатиты: ПГИ Кол. фил. АН СССР, 1984. С. 65—66.
153. Мак-Иенн М., Филлипс Л. Химия атмосферы. М.: Мир, 1978. 375 с.
154. Мальцев Ю. П. Возмущения в магнитосферно-ионосферной системе. Апатиты: ПГИ Кол. фил. АН СССР, 1986. 92 с.
155. Мансуров С. М. Новые доказательства связи между магнитными полями в космическом пространстве и на Земле // Геомагнетизм и аэронавтика. 1969. Т. 9, № 4. С. 768—770.

156. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1977. 455 с.
157. Мизун Ю. Г. Полярная ионосфера. Л.: Наука, 1980. 216 с.
158. Мингалев В. С. Уравнения переноса для ионосферной плазмы // Структура магнитно-ионосферных и авроральных возмущений. Л.: Наука, 1977. С. 84—98.
159. Митра А. П. Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли. М.: Мир, 1977. 370 с.
160. Михайлов А. В., Островский Г. И. Сравнительный анализ схем численного решения уравнения непрерывности для плазмы в области F2 ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия. 1977. Т. 17, № 3. С. 524—526.
161. Можжев А. М. Динамика основных типов магнитосферной конвекции и объемной структуры ионосферы в процессах магнитосферно-ионосферного взаимодействия: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Ростов н/Д, 1982. 208 с.
162. Можжев А. М., Осипов Н. К. Структура полярной ионосферы и конвекция магнитосферной плазмы за плазмопаузой // Геомагнетизм и аэрномия. 1977. Т. 17, № 2. С. 273—279.
163. Монин А. С. Прогноз погоды как задача физики. М.: Наука, 1969. 184 с.
164. Монин А. С., Яглом А. А. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1965. Ч. 1. 639 с.
165. Морозова Л. П., Лапшовичка Я. Оценки концентрации окиси азота в мезосфере по изменению поглощения радиоволн во время внезапных ионосферных возмущений // Геомагнетизм и аэрномия. 1985. Т. 25, № 2. С. 322—326.
166. Мэр Х., Харрис И. Изменения состава в высоких широтах, вызванные ветрами // Полярная верхняя атмосфера. М.: Мир, 1983. С. 39—60.
167. Найденова Н. А. Магнитосферный кольцевой ток как возможный источник возмущений области F2 ионосферы во время геомагнитных бурь // Исследования по геомагнетизму, аэрномии и физике Солнца. М.: Наука, 1974. Вып. 32. С. 148—152.
168. Намгаладзе А. А., Захаров Л. П. Влияние возмущений состава нейтральной атмосферы и термосферных ветров на F-область ионосферы // Исследованию ионосферной динамики. М.: ИЗМИРАН, 1979. С. 84—95.
169. Намгаладзе А. А., Захаров Л. П., Намгаладзе А. Н. Численное моделирование ионосферных бурь // Геомагнетизм и аэрномия. 1981. Т. 21, № 2. С. 259—265.
170. Намгаладзе А. А., Захаров Л. П., Смертин В. М. О широтной зависимости возмущений термосферных ветров // Там же. 1982. Т. 22, № 3. С. 440—443.
171. Намгаладзе А. А., Клименко В. В. Эффекты зональных электрических полей в ночной зимней среднеширотной ионосфере // Ионосферные возмущения и методы их прогноза. М.: Наука, 1977. С. 92—98.
172. Намгаладзе А. А., Клименко В. В. Влияние электрического поля на поведение среднеширотной ионосферы в вечернем секторе во время суббурь // Диагностика и моделирование ионосферных возмущений. М.: Наука, 1978. С. 69—76.
173. Намгаладзе А. А., Клименко В. В., Саенко Ю. С. Моделирование ионосферного провала и плазмопаузы // Динамические процессы и структура полярной ионосферы. Апатиты: ПГИ Кол. фил. АН СССР, 1980. С. 3—10.
174. Намгаладзе А. А., Кореньков Ю. Н., Клименко В. В. и др. Глобальная прогностическая модель возмущенной ионосферы. Постановка задачи // Прогнозирование ионосферы и условий распространения радиоволн. М.: Наука, 1985. С. 3—13.
175. Намгаладзе А. А., Кореньков Ю. Н., Клименко В. В. и др. Численное моделирование термосферы, ионосферы и протоносферы Земли // Применение ЭВМ в исследованиях физических процессов в атмосфере и ионосфере. Новосибирск: ИГТ СО АН СССР, 1987. С. 58—65.
176. Намгаладзе А. А., Латышев К. С. Исследование влияния нейтральных ветров на дневные профили электронной концентрации и температуры // Вопросы моделирования ионосферы. Калининград: Калинингр. ун-т, 1975. С. 19—25.

177. Намгаладзе А. А., Латышев К. С. Влияние верхних граничных условий на моделируемые ионосферные параметры // Геомагнетизм и аэронавтика. 1976. Т. 16, № 1. С. 43—49.
178. Намгаладзе А. А., Латышев К. С. Исследование реакции среднеширотной ионосферы на возмущения нейтральной атмосферы // Там же. № 2. С. 273—279.
179. Намгаладзе А. А., Латышев К. С., Захаров Л. П. Расчеты суточной вариации ионосферных параметров для низкой солнечной активности // Вопросы моделирования ионосферы. Калининград: Калинингр. ун-т, 1975. С. 26—35.
180. Намгаладзе А. А., Пушкова Г. Н., Шашунькина В. М., Юдович Л. А. О проникновении магнитосферного электрического поля в среднеширотную ионосферу // Геомагнетизм и аэронавтика. 1979. Т. 19, № 3. С. 449—453.
181. Никитин М. А., Кащенко Н. М., Захаров В. Е. Моделирование структуры дневной экваториальной F-области // Там же. 1981. Т. 21, № 1. С. 71—77.
182. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 1980. 300 с.
183. Новиков В. М. Динамика ночной среднеширотной области F во время магнитосферных суббурь: Дис. ...канд. физ.-мат. наук. Томск, 1983. 200 с.
184. Новиков В. М., Коновалова Н. В., Фаткуллин М. Н. Суббури в среднеширотной области F2 в различных секторах ночного времени: Препр. ИЗМИРАН № 13(187). М., 1977. 44 с.
185. Нусинов А. А. Зависимость интенсивности линий коротковолнового излучения солнца от уровня активности // Геомагнетизм и аэронавтика. 1984. Т. 24, № 4. С. 529—536.
186. Обалиш Т. Распространение солнечных корпускулярных потоков и магнитные поля в межпланетном пространстве // Поглощение радиоволн в полярной шапке. М.: Мир, 1965. С. 132—158.
187. Обалиш Т. Взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем при возмущенных условиях // Солнечно-земная физика. М.: Мир, 1968. С. 172—242.
188. Обалиш Т., Хакура Ю. Увеличение ионизации в полярной ионосфере под действием корпускулярного излучения Солнца // Поглощение радиоволн в полярной шапке. М.: Мир, 1965. С. 173—228.
189. Оль А. И. Циклические изменения авроральных явлений // Высокоширотные геофизические явления. Л.: Наука, 1974. С. 7—22.
190. Ораевский В. Н., Коников Ю. В., Хазанов Г. В. Процессы переноса в аннотропной околоземной плазме. М.: Наука, 1985. 173 с.
191. Осеян А. П. Основные характеристики аврорального поглощения: (Обзор) // Полярная ионосфера и магнитосферно-ионосферные связи. Апатиты: ПГИ Кол. фил. АН СССР, 1978. С. 26—43.
192. Осеян А. П. Полярные магнитные возмущения после SC // Ионосферные исследования. М.: Радио и связь, 1983. № 35. С. 56—62.
193. Осеян А. П. Вторжение электронов во время внезапного начала мировых магнитных бурь: Дис. ...канд. физ.-мат. наук. Л., 1984. 106 с.
194. Осипов Н. К., Максимов Н. М. Эффекты мирового времени в вариациях структур магнитосферной конвекции и полярной ионосферы // Геомагнетизм и аэронавтика. 1983. Т. 23, № 1. С. 93—97.
195. Осипов Н. К., Чернышева С. П., Можая А. М., Ларина Т. Н. Роль конвекции, диффузии и потокообмена между ионосферой и магнитосферой в формировании основных структурных форм F-области полярной ионосферы // Динамические процессы и структура полярной ионосферы. Апатиты: ПГИ Кол. фил. АН СССР, 1980. С. 11—21.
196. Основы долгосрочного радиопрогнозирования/Е. М. Жулина, Т. С. Керблай, Е. М. Ковалевская и др. М.: Наука, 1969. 68 с.
197. Остроумский Г. И. Связь высоты ночной области F2 с аэронавтическими параметрами // Геомагнетизм и аэронавтика. 1977. Т. 17, № 5. С. 939—940.

198. *Павлов А. В.* О термодиффузии в верхней атмосфере Земли // Там же. 1979. Т. 19, № 6. С. 1050—1057.
199. *Павлов А. В.* О высших приближениях к коэффициентам диффузии и термодиффузии в многокомпонентных смесях газов // Журн. техн. физики. 1984. Т. 54, № 1. С. 144—147.
200. *Павлов А. В.* Метод учета влияния колебательно-возбужденного азота на состав ионосферы: Препр. ИЗМИРАН № 76(609). М., 1985. 24 с.
201. *Павлов А. В., Ситнов Ю. С.* Сечения торможения электронов для ионосферных исследований // Геомагнетизм и аэронавигация. 1985. Т. 26, № 2. С. 318—320.
202. *Паркер Е. Н.* Динамические процессы в межпланетной среде. М.: Мир, 1965. 363 с.
203. *Пахомов С. В., Князев А. К.* О сезонном ходе электронной концентрации среднеширотной области D ионосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. 1985. Т. 25, № 5. С. 750—754.
204. *Поляков В. М.* О диффузии заряженных частиц в области F ионосферы в средних широтах // Там же. 1966. Т. 6, № 2. С. 341—351.
205. *Поляков В. М., Коен М. А., Рязанова Л. Д.* и др. Математическая модель ионосферно-плазмосферных взаимодействий // Там же. 1982. Т. 22, № 3. С. 396—402.
206. *Поляков В. М., Суходольская В. Е., Ивельская М. К.* и др. Полуэмпирическая модель ионосферы (для широкого диапазона гелиогеофизических условий) // Материалы МЦД—Б. М.: МГК, 1986. 139 с.
207. *Поляков В. М., Щепкин Л. А., Казимировский Э. С., Кокоузов В. Д.* Ионосферные процессы. Новосибирск: Наука, 1968. 536 с.
208. *Прист Э. Р.* Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985. 590 с.
209. *Пудовкин М. И.* Динамика плазмосферы и параметры DR-токов во время магнитосферной суббури // Полярные сияния и вторжение авроральных частиц. Л.: Наука, 1976. С. 3—36.
210. *Пудовкин М. И., Беневоленская Е. Е.* Моделирование 22-летнего цикла солнечной активности в рамках динамо-теории с учетом первичного поля // Астрон. журн. 1984. Т. 61, № 4. С. 783—788.
211. *Пудовкин М. И., Ковалев В. П., Лазутин Л. А.* и др. Физические основы прогнозирования магнитосферных возмущений. Л.: Наука, 1977. 312 с.
212. *Пудовкин М. И., Семенов В. С.* Теория пересоединения и взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. М.: Наука, 1985. 128 с.
213. *Пушкова Г. Н.* Магнито-ионосферные эффекты в период суббури: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1983. 134 с.
214. *Пушкова Г. Н., Юдович Л. А.* Ионосферные эффекты магнитосферных суббурь в ночное время // Геомагнетизм и аэронавигация. 1978. Т. 18, № 2. С. 263—266.
215. *Пятси А. Х.* Авроральное рассеяние радиоволн, радиоаврора // Высокоширотные геофизические явления. Л.: Наука, 1974. С. 260—297.
216. *Радицг А. А., Смирнов Б. М.* Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980. 239 с.
217. *Рапопорт З. Ц.* О возможной причине зимней возмущенности области D ионосферы // Докл. АН СССР. 1983. Т. 271, № 5. С. 1103—1107.
218. *Ратклифф Дж. А.* Магнитоионная теория и ее приложения к ионосфере. М.: Изд-во иностр. лит. 1962. 248 с.
219. *Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н.* Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1978. 687 с.
220. *Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм.* М.: Наука, 1977. 342 с.
221. *Саенко Ю. С., Васильева Е. К.* Среднеширотная суббури в вариациях ионосферных параметров // Ионосферные возмущения и методы их прогноза. М.: Наука, 1977. С. 128—133.
222. *Саенко Ю. С., Клименко В. В., Намгаладзе А. А.* Исследование процессов наполнения и опустошения плазменных трубок с учетом инерции ионов // Геомагнетизм и аэронавигация. 1982. Т. 22, № 6. С. 948—952.

223. Саенко Ю. С., Тепеницына Н. Ю. Диффузионное равновесие заряженных частиц в плазмосфере Земли // Диагностика и моделирование ионосферных возмущений. М.: Наука, 1978. С. 103—107.
224. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. 616 с.
225. Серафимов К. Физика средней ионосферы. София: БАН, 1970. 316 с.
226. Сергеев В. А., Цыганенко Н. А. Магнитосфера Земли. М.: Наука, 1980. 174 с.
227. Серебряков Б. Е. Исследование процессов в термосфере во время магнитных возмущений // Геомагнетизм и аэронавигация. 1982. Т. 22, № 5. С. 776—781.
228. Серебряков Б. Е. О зависимости параметров возмущенной среднеширотной F2-области ионосферы от местного времени // Там же. С. 865—866.
229. Сивузин Д. В. Дрейфовая теория движения заряженной частицы в электромагнитных полях // Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963. Т. 1. С. 7—97.
230. Сивцева Л. Д., Филиппов В. М., Халипов В. Л. и др. Исследования среднеширотного ионосферного провала с помощью наземных геофизических методов и синхронных измерений со спутников // Космич. исслед. 1983. Т. 21, № 4. С. 584—608.
231. Симонов А. Г., Данилов А. Д. Сезонные вариации ионного состава области D // Геомагнетизм и аэронавигация. 1981. Т. 21, № 5. С. 932—934.
232. Ситнов Ю. С. К теории диффузионно-равновесного распределения заряженных частиц во внешней ионосфере // Физика и моделирование ионосферы. М.: Наука, 1975. С. 297—340.
233. Ситнов Ю. С. Вопросы теории области F и внешней ионосферы низких геомагнитных широт: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1978. 134 с.
234. Смертин В. М., Кореньков Ю. Н., Намгаладзе А. А. Исследование воздействия внутренних гравитационных волн на нижнюю ионосферу // Геомагнетизм и аэронавигация. 1978. Т. 18, № 6. С. 1108—1111.
235. Смертин В. М., Намгаладзе А. А. Динамические эффекты внутренних гравитационных волн в дневной F2-области среднеширотной ионосферы // Диагностика и моделирование ионосферных возмущений. М.: Наука, 1978. С. 77—86.
236. Смертин В. М., Намгаладзе А. А. Исследование зависимости характеристик внутренних гравитационных волн от параметров источника // Геомагнетизм и аэронавигация. 1981. Т. 21, № 2. С. 302—308.
237. Смертин В. М., Намгаладзе А. А. Генерация внутренних гравитационных волн авроральной электроструей // Ионосферные исследования. М.: Радио и связь, 1983. № 33. С. 48—52.
238. Смертин В. М., Намгаладзе А. А. Ионосферные эффекты внутренних гравитационных волн, генерируемых авроральной электроструей // Ионосферное прогнозирование. М.: Наука, 1982. С. 107—113.
239. Смертин В. М., Намгаладзе А. А. О различии реакции F2-области ионосферы на воздействие внутренних гравитационных волн в дневных и ночных условиях // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 5. С. 577—579.
240. Смирнова Н. В., Власков В. А. Шестиионная модель D-области в условиях высыпания энергичных частиц // Явления в полярной ионосфере. Л.: Наука. 1978. С. 8—15.
241. Смирнова Н. В., Власков В. А. Моделирование высокоширотной D-области ионосферы // Динамические процессы и структура полярной ионосферы. Апатиты: ПГИ Кол. фил. АН СССР, 1980. С. 42—68.
242. Смирнова Н. В., Власков В. А. Сезонные вариации ионного состава // Математическое моделирование комплексных процессов. Апатиты: ВЦ Кол. фил. АН СССР, 1982. С. 83—96.
243. Соболева Т. Н. Модельные профили суточного распределения электронной концентрации спокойной ионосферы на средних широтах: Препр. ИЗМИРАН № 20. М., 1972. 38 с.
244. Соболева Т. Н. Широтная модель распределения электронной концентрации спокойной ионосферы: Препр. ИЗМИРАН № 16. М., 1973. 40 с.

245. Солнечная и солнечно-земная физика: иллюстрированный словарь терминов. М.: Мир, 1980. 254 с.

246. Старков Г. В. Полярные сияния // Высокоширотные геофизические возмущения. Л.: Наука, 1974. С. 80—144.

247. Старков Г. В., Успенский М. В., Зверев В. Л. Полярные сияния и радиовольтара // Там же. С. 298—311.

248. Суроткин В. А. Численное моделирование низкоширотной ионосферы: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1985. 117 с.

249. Суроткин В. А., Клименко В. В., Намгаладзе А. А. Численная модель экваториальной ионосферы // Исследование ионосферной динамики. М.: ИЗМИРАН, 1979. С. 58—68.

250. Суроткин В. А., Намгаладзе А. А., Коломийцев О. П. Численное моделирование расслоений в слое F2 приэкваториальной ионосферы // Ионосферно-магнитосферные возмущения и их прогнозирование. М.: Наука, 1984. С. 118—154.

251. Суроткин В. А., Намгаладзе А. А., Коломийцев О. П. Моделирование суточного развития расслоений F2-области экваториальной ионосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. 1985. Т. 25, № 3. С. 394—399.

252. Сырникова Т. В., Мингалева Г. И., Мингалева В. С. и др. Влияние межпланетного магнитного поля на пространственную структуру полярной ионосферы // Там же. 1984. Т. 24, № 2. С. 311—313.

253. Таблицы исправленных геомагнитных координат / Под ред. Б. Е. Бронелли. Л.: ААНИИ, 1967. 32 с.

254. Тацилин А. В., Кринберг И. А. Расчет фотоэлектронных потоков и скорости нагрева плазмы во внешней ионосфере // Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца. М.: Наука, 1979. Вып. 47. С. 131—139.

255. Томас Л. Нижняя ионосфера высоких широт // Полярная верхняя атмосфера. М.: Мир, 1983. С. 107—120.

256. Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. 1969. Т. 57, № 6. 352 с.

257. Уиттен Р., Ноплов И. Основы аэронавигации. Л.: Гидрометеоздат, 1977. 407 с.

258. Фаддеева В. Н., Терентьев Н. М. Таблицы значений интеграла вероятности от комплексного аргумента. М.: Гостехтеориздат, 1954. 268 с.

259. Фаткуллин М. Н. Область F2 и внешняя ионосфера в возмущенных условиях // Исследования области F и внешней ионосферы. М.: ИЗМИРАН, 1974. С. 216—251.

260. Фаткуллин М. Н., Зеленова Т. И., Казлов В. К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 1981. 256 с.

261. Фелпс А. В. Лабораторные исследования аэрономических процессов прилипания и отлипания электронов // Лабораторные исследования аэрономических реакций. Л.: Гидрометеоздат, 1970. С. 39—57.

262. Фельдштейн Я. И. Некоторые вопросы морфологии полярных сияний и магнитных возмущений в высоких широтах // Геомагнетизм и аэронавигация. 1963. Т. 3, № 2. С. 227—239.

263. Фельдштейн Я. И. Межпланетные магнитные поля и их связь с вариациями магнитного поля на поверхности Земли // Высокоширотные геофизические явления. Л.: Наука, 1974. С. 22—62.

264. Казанов Г. В. Кинетика электронной компоненты плазмы верхней атмосферы. М.: Наука, 1979. 123 с.

265. Хайнс К. О. Атмосферные гравитационные волны // Термосферная циркуляция. М.: Мир, 1975. С. 85—99.

266. Хоус Е. У. Связь между солнечным ветром, ионосферой и магнитосферой // Солнечно-земные связи, погода и климат. М.: Мир, 1982. С. 102—123.

266а. Чадаров С. С., Часовитин Ю. К., Черкышева С. П., Шефтель В. М. Среднеширотный спорадический слой E ионосферы. М.: Наука, 1975. 119 с.

267. Часовитин Ю. К., Ключева Н. М., Миронова Л. С. Эмпирическая модель электронной температуры для низких и средних широт в области высот 100—200 км // Геомагнетизм и аэронавигация. 1982. Т. 22, № 4. С. 582—585.

268. Часовитин Ю. К., Нестеров В. П. Динамические процессы и формирование ночной области E ионосферы. М.: Гидрометеоиздат, 1975. 143 с. (Труды ИЭМ; Вып. 3(55)).
269. Чемберлен Д. Ж. Теория планетных атмосфер. М.: Мир, 1981. 352 с.
270. Чепмен С. И., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М.: Изд-во иностр. лит. 1960. 510 с.
271. Чепмен С., Линдген Р. Атмосферные приливы. М.: Мир, 1972. 295 с.
272. Чернов Ю. А. Возвратно-наклонное зондирование ионосферы. М.: Связь, 1971. 204 с.
273. Черный Ф. Б. Распространение радиоволн. М.: Сов. радио, 1962. 463 с.
274. Чернышев В. И., Колесник А. Г., Власов М. Н. Скорости нагревания ионосферной плазмы солнечным излучением. II. Нагревание излучением в континууме Шумана—Рунга и за счет химических реакций // Геомагнетизм и аэрономия. 1978. Т. 18, № 2. С. 243—250.
275. Чертков А. Д. Солнечный ветер и внутреннее строение Солнца. М.: Наука, 1985. 290 с.
276. Шагимуратов И. И. Вариации электронной концентрации в плазмосфере по данным свистящих атмосфериков: Дис. ...канд. физ.-мат. наук. М., 1985. 188 с.
277. Шарадзе З. С. Вертикально перемежающиеся возмущенности и нижние слои ионосферы // Ионосферные исследования. М.: Наука, 1969. № 17. С. 201—205.
278. Пашункина В. М. Исследование планетарного ионосферного эффекта внезапного начала магнитной бури // Там же. 1968. № 16. С. 91—96.
279. Шеффилд Дж. Рассеяние электромагнитного излучения в плазме. М.: Атомиздат, 1978. 279 с.
280. Шоя Л. Д. Вопросы идентификации нестационарных объектов в задачах электромагнитного зондирования ионосферы: Дис. ...канд. физ.-мат. наук. М., 1977. 176 с.
281. Щеткин Л. А., Климов Н. Н. Термосфера Земли. М.: Наука, 1980. 220 с.
282. Эванс Дж. В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн // Тр. Ин-та инженер. и радиотехники. 1969. Т. 57, № 4. С. 139—175.
283. Abur-Robb M. K. F., Windle D. W. On the day and night reversal in $N_m F_2$ north—south asymmetry // Planet. and Space Sci. 1969. Vol. 17, N 1. P. 97—106.
284. Ackerman M. Ultraviolet solar radiation related to mesospheric processes // Mesospheric models and related experiments / Ed. G. Fiocco. Dordrecht: Reidel Publ. Co, 1971. P. 149—159.
285. Adams N. G., Bokke D. K., Dunklin D. B. et al. Flowing afterglow studies of formation and reactions of cluster ions of O_2^+ , O_2^+ and O_4^+ // J. Chem. Phys. 1970. Vol. 52, N 6. P. 3133—3140.
286. Akasofu S.-I. Auroral arcs and auroral potential structure // Physics of auroral arc formation. Wash.: AGU, 1981. P. 1—14. (Geophys. Monograph. Vol. 25).
287. Akmaev R. A., Shved G. M. Modeling of the composition of the lower thermosphere taking account of the dynamics with applications to tidal variations of the $OF 5577 \text{ \AA}$ airglow // J. Atmos. and Terr. Phys. 1980. Vol. 42, N 8. P. 705—716.
288. Aldritton D. L., Dotan I., Lindinger W., McFarland M. Effects of ion speed distributions in flow-drift tube studies of ion-neutral reactions // J. Chem. Phys. 1977. Vol. 66, N 2. P. 410—421.
289. Alcayde D., Cardal G., Fontanari J. Convection electric fields and electrostatic potential over $61^\circ < \lambda < 72^\circ$ invariant latitude observed with the European incoherent scatter facility. 1. Initial results // J. Geophys. Res. A, 1986. Vol. 91, N 1. P. 233—247.

290. Aldrovandi S. M. V., Pequignot D. Radiative and dielectronic recombination for complex ions // *Astron. and Astrophys.* 1973. Vol. 25, N 1. P. 137—140.
291. Allan W., Poulter E. M., Glassmeier K.-H., Junginger H. Spatial and temporal structure of a high-latitude transient ULF pulsation // *Planet. and Space Sci.* 1985. Vol. 33, N 2. P. 159—173.
292. Amemiya H., Oyama K., Hirao K. Observation of the midlatitude ionosphere // *Ibid.* N 8. P. 875—890.
293. Anderson D. N. A theoretical study of the ionospheric *F*-region equatorial anomaly. 1. Theory. 2. Results in the American and Asian sectors // *Ibid.* 1973. Vol. 21, N 3. P. 409—442.
294. Anderson D. N. Modelling of the ambient, low latitude *F*-region ionosphere — a review // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1981. Vol. 43, N 8. P. 753—762.
295. Anderson D. N., Matsushita S. Seasonal differences in the lowlatitude *F2*-region ionization density caused by $E \times B$ drift and neutral wind // *Ibid.* 1974. Vol. 36, N 11. P. 2002—2011.
296. Anderson D. N., Roble R. G. Neutral wind effects on the equatorial *F*-region ionosphere // *Ibid.* 1981. Vol. 43, N 8. P. 835—843.
297. Anderson D. N., Rusch D. W. Composition of the nighttime ionospheric *F1*-region near the magnetic equator // *J. Geophys. Res. A.* 1980. Vol. 85, N 5. P. 569—574.
298. Anderson J. G., Barth C. A. Rocket investigation of the MgI and MgII dayglow // *Ibid.* 1971. Vol. 76, N 16. P. 3723—3732.
299. Anderson J. G. Atmospheric chemical kinetic data survey // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1976. Vol. 14, N 2. P. 151—171.
300. Andreyeva L. A., Burakov Yu. B., Katasev L. A. et al. Rocket investigation of the ionosphere at mid-latitudes // *Space Res.* 1971. Vol. 11. P. 1043—1050.
301. Angerami J. J., Thomas J. O. Studies of planetary atmospheres. 1. The distribution of electrons and ions in the Earth's exosphere // *J. Geophys. Res.* 1964. Vol. 69, N 21. P. 4537—4560.
302. Arnold F. Negative ions in the lower ionosphere: a mass-spectrometric measurements // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1971. Vol. 33, N 8. P. 1169—1176.
303. Arnold F., Krankovsky D. Mid-latitude lower ionosphere structure and composition measurements during winter // *Ibid.* 1979. Vol. 41, N 10/11. P. 1127—1140.
304. Atlas of ionograms. Boulder (USA), 1970. 253 p. (World Data Center A; Rep. UAG-40).
305. Babcock R. R. (Jr.), Evans J. V. Seasonal and solar cycle variations in the thermospheric circulation observed over Millstone Hill // *J. Geophys. Res.* 1979. Vol. A84, N 12. P. 7348—7352.
306. Bailey D. C. Some quantitative aspects of electron precipitation in and near the auroral zone // *Rev. Geophys.* 1968. Vol. 6, N 3. P. 289—346.
307. Bailey G. J., Heelis R. A. Ion temperature troughs induced by a meridional neutral air wind in the night-time equatorial topside ionosphere // *Planet. and Space Sci.* 1980. Vol. 28, N 9. P. 895—906.
308. Banks P. M. Joule heating in the high-latitude mesosphere // *J. Geophys. Res. A.* 1979. Vol. 84, N 11. P. 6709—6712.
309. Banks P. M., Chappel C. R., Nagy A. F. A new model for the interaction of auroral electrons with the atmosphere: spectral degradation, backscatter, optical emission and ionization // *Ibid.* 1974. Vol. 79, N 19. P. 1459—1470.
310. Banks P. M., Holzer T. E. The polar wind // *Ibid.* 1968. Vol. 73, N 21. P. 6846—6854.
311. Banks P. M., Holzer T. E. Features of plasma transport in the upper atmosphere // *Ibid.* 1969. Vol. 74, N 26. P. 6317—6332.
312. Banks P. M., Kockarts G. *Aeronomy*. Pts A, B. N. Y.; L.: Acad. press, 1973. 785 p.
313. Bartler F., Berger C. A point of view on semiempirical thermospheric models // *Planet. and Space Sci.* 1983. Vol. 31, N 9. P. 945—966.

314. *Bates D. R.* The temperature of the upper atmosphere // *Proc. Roy. Soc. London. B.* 1951. Vol. 64. N 381. P. 805—831.
315. *Bauer P.* Theory of waves incoherently scattered // *Phil. Trans. Roy. Soc. London. A.* 1975. Vol. 280. P. 167—191.
316. *Baumjohann W., Opgenoorth H. J.* Electric fields and currents associated with active aurora // *Magnetospheric currents*. Wash.: AGU, 1983. P. 77—85. (Geophysical monograph; Vol. 28).
317. *Beran D., Bangert W.* Trace constituents in the mesosphere and lower thermosphere during winter anomaly events // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1979. Vol. 41, N 10/11. P. 1094—1095.
318. *Berger M. J., Seltzer S. M., Maeda K.* Energy deposition by auroral electrons in the atmosphere // *Ibid.* 1970. Vol. 32, N 6. P. 1015—1045.
319. *Beynon W. J. G., Williams P. J. S.* Incoherent scatter of radio waves from the ionosphere // *Rep. Prog. Phys.* 1978. Vol. 41, N 6. P. 909—956.
320. *Bibl K., Reinich B. W.* The universal digital ionosonde // *Radio Sci.* 1978. Vol. 13, N 3. P. 549—530.
321. *Blamont J. E., Cazes S., Emerich C.* Direct measurement of hydrogen density at exobase level and exospheric temperatures from Lyman α line shape and polarization. 1. Physical background and first results on day side // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 16. P. 2247—2265.
322. *Blanc M., Amayenc P., Bauer P., Taieb C.* Electric field induced drifts from the French incoherent scatter facility // *Ibid.* 1977. Vol. 82, N 1. P. 87—97.
323. *Blum P. M., Schuchardt K. G. H.* Semitheoretical global models of the eddy diffusion coefficient based on satellite data // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1978. Vol. 40, N 10/11. P. 1137—1142.
324. *Brace L. H., Miller N. J.* Ionosphere heating in the cleft // *Trans. Amer. Geophys. Union.* 1974. Vol. 55, N 1. P. 69.
325. *Breig E. L., Hanson W. B., Hoffman J. H., Kayser D. C.* In situ measurements of hydrogen concentration and flux between 160 and 300 km in the thermosphere // *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81, N 16. P. 2677—2686.
326. *Breig E. L., Hoffman J. H.* Variations in ion composition at middle and low latitude from Isis 2 satellite // *Ibid.* 1975. Vol. 80, N 16. P. 2207—2216.
327. *Breig E. L., Torr M. R., Torr D. R. et al.* Doubly charged atomic oxygen ions in the thermosphere. 1. Photochemistry // *Ibid.* 1977. Vol. 82, N 7. P. 1008—1012.
328. *Bremer J., Lauter E. A.* Particle fluxes from the magnetosphere during post-storm events in mid-latitudes deduced from low-frequency ionospheric absorption // *Phys. Solariterr.* 1977. N 4. P. 77—78.
329. *Brinkmann R. T.* Departure from Jean's escape rate for H and He in the earth's atmosphere // *Planet. and Space Sci.* 1970. Vol. 18, N 4. P. 449—478.
330. *Brinton H. C., Mayr H. G.* Temporal variations of thermospheric hydrogen derived from in situ measurements // *J. Geophys. Res.* 1971. Vol. 76, N 25. P. 6198—6201.
331. *Burrows J. P., Harris G. W., Thrush B. A.* Rates of reaction of HO_2 with HO and O studied by laser magnetic resonance // *Nature.* 1977. Vol. 267, N 5688. P. 233—234.
332. *Butler S. E., Heil T. G., Dalgarno A.* Charge transfer of multiply charged ions // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 241, N 1. P. 442—447.
333. *Carpenter L. A., Kirchhoff V. W. J. H.* Comparison of highlatitude and midlatitude ionospheric electric fields // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 13. P. 1810—1814.
334. CCIR Study Groups. A proposed prediction method for monthly-median f_oE ; Rept. 252—2. Geneva, 1973.
335. *Chamberlain J. W., Campbell F. J.* Rate of evaporation of a non-Maxwellian atmosphere // *Astrophys. J.* 1967. Vol. 149, N 3, pt. 1. P. 687—705.
336. *Chan H. F., Walker G. O.* Computer simulations of the ionospheric equatorial anomaly in East Asia for equinoctial, solar minimum conditions // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1984. Vol. 46, N 12. P. 1103—1120.

337. *Chandra S.* Energetics and thermal structure of the middle atmosphere // *Planet. and Space Sci.* 1980. Vol. 28, N 6. P. 585—593.
338. *Chandra S., Herman J. R.* F-region ionization and heating during magnetic storm // *Planet. and Space Sci.* 1969. Vol. 17, N 5. P. 841—854.
339. *Chandra S., Sinha K.* The diurnal heat budget of the thermosphere // *Ibid.* 1973. Vol. 21, N 4. P. 593—604.
340. *Chandra S., Stubbe P.* Ion and neutral composition changes in the thermospheric region during magnetic storms // *Ibid.* 1971. Vol. 19, N 5. P. 491—502.
341. *Chandra S., Troy B. E. (Jr.), Donley J. L., Boudeau R. E.* OGO 4 observations of ion composition and temperatures in the topside ionosphere // *J. Geophys. Res.* 1970. Vol. 75, N 19. P. 3867—3878.
342. *Chen A. J., Grebowsky J. M., Taylor H. A. (Jr.).* Dynamics of mid-latitude light ion trough and plasma tails // *Ibid.* 1975. Vol. 80, N 7. P. 968—976.
343. *Ching B. K., Chiu J. T.* A phenomenological model of global electron density in the E, E1 and F2-regions // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1973. Vol. 35, N 9. P. 1645—1630.
344. *Clark I. D., Wayne R. P.* Photoionization cross section of $O_2(^1\Delta_g)$ at wave lengths between 1035 and 1118 Å // *J. Geophys. Res.* 1970. Vol. 75, N 3. P. 699—700.
345. *Coel M. K., Jain A. K.* Ion drifts observed at Malvern: evidence of ion drag and substorm induced electric fields // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1980. Vol. 42, N 4. P. 357—364.
346. *Cook G. R., Ogawa M., Carlson R. W.* Photodissociation continuums of N_2 and O_2 // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78, N 40. P. 1663—1667.
347. COSPAR International Reference Atmosphere 1965. Amsterdam: North-Holland Publ. Co, 1965. 313 p.
348. COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA—1972). Berlin: Akad. Verl., 1972. 450 p.
349. *Cowley S. W. H.* The impact of recent observations on theoretical understanding of solar wind — magnetosphere interactions // *J. Geomagn. and Geoelec.* 1986. Vol. 38, N 11. P. 1223—1256.
350. *Croom D. L.* Solar microwave bursts and polar cap absorption // *Planet. and Space Sci.* 1973. Vol. 21, N 4. P. 707—709.
351. *Danilov A. D., Taubenheim J.* NO and temperature control of the D-region // *Space Sci. Rev.* 1983. Vol. 34, N 4. P. 413—423.
352. *Davenport J. E., Slanger T. G., Black G.* The quenching of $N(^2D)$ by $O(^3P)$ // *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81, N 1. P. 12—16.
353. *Davis D. D.* A kinetics review of atmospheric reactions involving H_xO_x compounds // *Canad. J. Chem.* 1974. Vol. 52, N 8, pt 2. P. 1505—1544.
354. *Davis M. J.* On polar substorms as the source of large-scale traveling ionospheric disturbances // *J. Geophys. Res.* 1971. Vol. 76, N 19. P. 4525—4533.
355. *Decreau P. M. E., Beghin C., Parrot M.* Electron density and temperature as measured by the mutual impedance experiment on board GEOS-1 // *Space Sci. Rev.* 1978. Vol. 22, N 5. P. 581—595.
356. *Dickinson P. H. G., Bennett F. D. G.* Diurnal variations in the D-region during a storm after-effect // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1978. Vol. 40, N 5. P. 549—558.
357. *Dickinson R. E., Ridley E. C., Roble R. G.* Thermospheric general circulation model with coupled dynamics and composition // *J. Atmos. Sci.* 1984. Vol. 41, N 2. P. 205—219.
358. *Donahue T. M., Zipf E. C. (Jr.), Parkinson T. D.* Ion composition and ion chemistry in an aurora // *Planet. and Space Sci.* 1970. Vol. 18, N 2. P. 171—186.
359. *Donnelly R. F.* Empirical models of solar flare X ray and EUV emission for use in studying their E- and F-region effects // *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81, N 25. P. 4745—4753.
360. *Ebel A.* Eddy diffusion models for the mesosphere and lower thermosphere // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1980. Vol. 42, N 7. P. 617—628.

361. *Egeland A.* Auroral heating // Atmos. Earth and Planets: Proc. Summer Adv. Study. Inst. Univ. Liege, 1974. Dordrecht; Boston, 1975. P. 99—109.
362. *Emerich C., Cazes S.* Local perturbations of the atomic hydrogen density distribution near the exobase inferred from D2A Lyman- α airglow measurements // *Geophys. Res. Lett.* 1977. Vol. 4, N 11. P. 523—526.
363. *Evans J. V.* Millstone Hill Thomson scatter results for 1965 // *Planet. and Space Sci.* 1970. Vol. 18, N 8. P. 1225—1253.
364. *Evans J. V.* The causes of storm-time increases of the *F*-layer at mid-latitudes // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1973. Vol. 35, N 4. P. 593—616.
365. *Evans J. V.* Seasonal and sunspot cycle variations of *F*-region electron temperatures and protonospheric heat fluxes // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78, N 13. P. 2344.
366. *Evans J. V.* A study of *F2*-region daytime vertical ionization fluxes at Millstone Hill during 1969 // *Planet. and Space Sci.* 1975. Vol. 23, N 11. P. 1461—1482.
367. *Evans J. V.* A study of *F2*-region nighttime vertical ionization fluxes at Millstone Hill // *Ibid.* N 12. P. 1611—1623.
368. *Evans J. V., Holt J. M., Oliver W. L., Wand R. H.* The fossil theory of nighttime high latitude *F*-region troughs // *J. Geophys. Res. A.* 1983. Vol. 68, N 10. P. 7769—7782.
369. *Fahr H. J.* Reduced hydrogen temperatures in the transition region between thermosphere and exosphere *Ann. Geophys.* 1976. Vol. 32, N 3, P. 277—282.
370. *Fairfield D. H., Mead G. D.* Magnetospheric mapping with a quantitative geomagnetic field model // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 4. P. 535—542.
371. *Fehsenfeld F. C., Dunkin D. B., Ferguson E. E.* Rate constants for the reaction of CO_2^+ with O, O_2 and NO; N_2^+ with O and NO; and O_2^+ with NO // *Planet. and Space Sci.* 1970. Vol. 18, N 8. P. 1267—1269.
372. *Fehsenfeld F. C., Ferguson E. E.* Origin of water cluster ions in the *D*-region // *J. Geophys. Res.* 1969. Vol. 74, N 9. P. 2247—2222.
373. *Fehsenfeld F. C., Ferguson E. E.* Recent laboratory measurement of *D* and *E*-region ion-neutral reactions // *Radio Sci.* 1972. Vol. 7, N 1. P. 113—124.
374. *Fehsenfeld F. C., Howard C. J., Harrop W. J., Ferguson E. E.* Laboratory measurements of the reactions of the *D*-region ion chemistry // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 16. P. 2229—2235.
375. *Fejer B. G.* The equatorial ionospheric electric fields: A review // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1981. Vol. 43, N 5/6. P. 377—386.
376. *Fejer B. G., Farley D. T., Woodman R. F., Calderon C.* Dependence of equatorial *F*-region vertical drifts on season and solar cycle // *J. Geophys. Res. A.* 1979. Vol. 84, N 10. P. 5792—5796.
377. *Fejer B. G., Gonzales C. A., Farley D. T.* et al. Equatorial electric fields during magnetically disturbed conditions. 1. The effect of the interplanetary magnetic fields // *Ibid.* P. 5797—5802.
378. *Fejer B. G., Kelley M. C.* Ionospheric irregularities // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1980. Vol. 18, N 2. P. 401—454.
379. *Fejer J. A.* Scattering of radio waves by an ionized gas in thermal equilibrium // *Canad. Phys.* 1960. Vol. 38, N 68. P. 1114—1133.
380. *Ferguson E. E.* Review of laboratory measurements of aeronomic ion-neutral reactions // *Ann. Geophys.* 1972. Vol. 28, N 2. P. 389—396.
381. *Ferguson E. E.* Laboratory measurements of ionospheric ionmolecule reaction rates // *Rev. Geophys. and Space. Phys.* 1974. Vol. 12, N 4. P. 703—718.
382. *Forbes J. M.* Atmospheric tides. 1. Model description and results for the solar diurnal component. 2. The solar and lunar semidiurnal components // *J. Geophys. Res. A.* 1982. Vol. 87, N 7. P. 5222—5252.
383. *Forbes J. M., Garrett H. B.* Solar diurnal tide in the thermosphere // *J. Atmos. Sci.* 1976. Vol. 33, N 11. P. 2226—2241.
- 383a. *Forbes J. M., Garrett H. B.* Seasonal-latitudinal structure of the diurnal thermospheric tide // *Ibid.* 1978. Vol. 35, N 1. P. 148—159.

384. *Foster J. C., St.-Maurice J.-P., Abreu V. J.* Joule heating at high latitudes // *J. Geophys. Res. A.* 1983. Vol. 88, N 6. P. 4885—4896.
385. *Francis S. H.* Acoustic-gravity modes and large-scale traveling ionospheric disturbances of a realistic, dissipative atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78, N 13. P. 2278—2301.
386. *Francis S. H.* Global propagation of atmospheric gravity waves: a review // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1975. Vol. 37, N 6/7. P. 1011—1054.
387. *Fuller-Rowell T. J., Rees D.* A three-dimensional, time-dependent simulation of the global dynamical response of the thermosphere to a geomagnetic substorm // *Ibid.* 1981. Vol. 43, N 7. P. 701—721.
388. *Garrett H. B., Forbes J. M.* Tidal structure of the thermosphere: at equinox // *Ibid.* 1978. Vol. 40, N 6. P. 657—668.
389. *Geisler J. E.* Atmospheric winds in the middle-latitude *F*-region // *Ibid.* 1966. Vol. 28, N 8. P. 703—720.
390. *Geisler J. E.* On the limiting daytime flux of ionization into the protonosphere // *J. Geophys. Res.* 1967. Vol. 72, N 1. P. 81—85.
391. *Geisler J. E.* A numerical study of the wind systems in the middle thermosphere // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1967. Vol. 29, N 12. P. 1469—1482.
392. *Gerard J.-C., Barth C. A.* High-latitude nitric oxide in the lower thermosphere // *J. Geophys. Res.* 1977. Vol. 82, N 4. P. 674—680.
393. *Glosik J., Rakshit A. B., Twiddy N. D.* et al. Measurement of the ground and metastable excited states of O_2^+ , NO^+ and O^+ with atmospheric gases at thermal energy // *J. Phys. B.* 1978. Vol. 11, N 19. P. 3365—3379.
394. *Gonzales C. A., Kelley M. C., Fejer B. G.* et al. Equatorial electric fields during magnetically disturbed conditions. 2. Implications of simultaneous auroral and equatorial measurements // *J. Geophys. Res. A.* 1979. Vol. 84, N 10. P. 5803—5812.
395. *Good A., Durden D. A., Kebabian P.* Mechanism and rate constants of ion-molecule reactions leading to formation of $H^+(H_2O)_n$ in moist oxygen and air // *J. Chem. Phys.* 1970. Vol. 52, N 1. P. 222—229.
396. *Grebowsky J. M.* Model development of supersonic trough wind with shocks // *Planet. and Space Sci.* 1972. Vol. 20, N 11. P. 1923—1934.
397. *Greenwald R. A.* Recent advances in magnetosphere-ionosphere coupling // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1982. Vol. 20, N 3. P. 577—588.
398. *Greenwald R. A., Ecklund W. L., Balsey B. B.* Radar observations of auroral electrojet current // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 25. P. 3635—3641.
399. *Hanson W. B., Moffett R. J.* Ionization transport effects in the equatorial *F*-region // *Ibid.* 1966. Vol. 71, N 23. P. 5559—5572.
400. *Hanson W. B., Sterling D. L., Woodman R. F.* Source and identification of heavy ions in the equatorial *F*-layer // *Ibid.* 1972. Vol. 77, N 28. P. 5530—5541.
401. *Hanuise C.* High-latitude ionospheric irregularities: A review of recent radar results // *Radio Sci.* 1983. Vol. 18, N 6. P. 1093—1121.
402. *Hanuise C., Crochet M.* Multifrequency HF radar studies of plasma instabilities in Africa // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1977. Vol. 39, N 9/10. P. 1097—1101.
403. *Hanuise Chr., Mazandier Chr., Vila P.* et al. Global dynamo simulation of ionospheric currents and their electrojet: a case study // *J. Geophys. Res. A.* 1983. Vol. 88, N 1. P. 253—270.
404. *Harel M., Wolf R. A., Reiff P. H.* et al. Quantitative simulation of a magnetospheric substorm. 1. Model logic and overview // *Ibid.* 1981. Vol. 86, N 4. P. 2217—2241.
405. *Hartle R. E.* Model for rotating and non-uniform planetary exospheres // *Phys. Fluids.* 1971. Vol. 14, N 11. P. 2592—2598.
406. *Hartmann D. L.* Middle atmosphere dynamics // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1983. Vol. 21, N 2. P. 283—290.
407. *Hauchecorne A., Chantin M. L.* Mid-latitude lidar observations of planetary waves in the middle atmosphere during the winter of 1981—1982 // *J. Geophys. Res. C.* 1983. Vol. 88, N 6. P. 3843—3849.
408. *Hays P. B., Jones R. A., Rees M. H.* Auroral heating and the compo-

sition of the neutral atmosphere // Planet. and Space Sci. 1973. Vol. 21, N 4. P. 559—573.

409. Hedin A. E. A revised thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data MSIS—83 // J. Geophys. Res. A. 1983. Vol. 88, N 12. P. 10170—10188.

410. Hedin A. E., Reber C. A., Newton G. P. et al. A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data. MSIS. 2. Composition // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82, N 16. P. 2148—2156.

411. Hedin A. E., Reber C. A., Spencer N. W. et al. Global model of longitude/UT variations in thermospheric composition and temperature based on mass spectrometer data // J. Geophys. Res. A. 1979. Vol. 84, N 1. P. 1—9.

412. Hedin A. E., Salah J. E., Evans J. V. et al. A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data. MSIS. 1. N_2 density and temperature // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82, N 16. P. 2139—2147.

413. Heelis R. A. The polar ionosphere // Rev. Geophys. and Space Phys. 1982. Vol. 20, N 3. P. 567—576.

414. Heelis R. A., Bailey G. J., Hanson W. Ion temperature troughs and interhemispheric transport observed in the equatorial ionosphere // J. Geophys. Res. A. 1978. Vol. 83, N 8. P. 3683—3689.

415. Heimerl J. M., Vanderhoff J. A. CO_2 and CO clustering to NO^+ // Bull. Amer. Phys. Soc. 1972. Vol. 17, N 3. P. 392.

416. Heimerl J. M., Vanderhoff J. A. Rate coefficients for the clustering of CO_2 , N_2 and O_2 to NO^+ // J. Chem. Phys. 1974. Vol. 60, N 11. P. 4362—4368.

417. Heppner J. P. Empirical models of high-latitude electric fields // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82, N 7. P. 1115—1125.

418. Hernandez G., Roble R. G. Direct measurements of nighttime thermospheric winds and temperatures. 2. Geomagnetic storms // Ibid. 1976. Vol. 81, N 28. P. 5173—5181.

419. Hernandez G., Roble R. G. On divergences of thermospheric meridional winds at midlatitudes // Geophys. Res. Lett. 1979. Vol. 6, N 4. P. 294—296.

420. Hernandez G., Roble R. G., Allen J. H. Midlatitude thermospheric winds and temperatures and their relation to the auroral electrojet activity index // Ibid. 1980. Vol. 7, N 9. P. 677—680.

421. Hernandez G., Roble R. G., Ridley E. C., Allen J. H. Thermospheric response observed over Fritz Peak, Colorado, during two large geomagnetic storms near solar cycle maximum // J. Geophys. Res. A. 1982. Vol. 87, N 11. P. 9181—9192.

422. Hirota I., Machawa Y., Fukao S. et al. Fifteen-day observation of mesospheric and lower thermospheric motions with the aid of the Arecibo UHF radar // Sol. Terr. Environ. Res. Jap. 1983. Vol. 7. P. 55—56.

423. Hochanadel C. J., Chormley J. A., Ogren P. J. Absorption spectrum and reaction kinetics of the HO_2 radical in the gas phase // J. Chem. Phys. 1972. Vol. 56, N 9. P. 4426—4432.

424. Hong S., Lindzen R. S. Solar semidiurnal tide in the thermosphere // J. Atmos. Sci. 1976. Vol. 33, N 1. P. 135—153.

425. Horwitz J. L., Chappell C. R. Observations of warm plasma in the dayside plasma trough at geosynchronous orbit // J. Geophys. Res. A. 1979. Vol. 84, N 12. P. 7075—7090.

426. Howorka F., Viggiano A. A., Albritton D. L. et al. Laboratory studies of O^{++} reactions of ionospheric ions // J. Geophys. Res. A. 1979. Vol. 84, N 10. P. 5941—5942.

427. Huang C. M. The travelling bifurcation of the equatorial F2-layer // Radio Sci. 1975. Vol. 10, N 5. P. 507—516.

428. Hudson R. D. Critical review of ultraviolet photoabsorption cross sections for molecules of astrophysical and aeronomic interest // Rev. Geophys. and Space Phys. 1971. Vol. 9, N 2. P. 305—406.

429. Huffman R. E., Paulsen D. E., Larrabee J. C. Decrease in D-region $O_2(^1\Delta_g)$ photoionization rates resulting from CO_2 absorption // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76, N 4. P. 1028—1038.

430. Hunt B. G. A generalized aeronomic model of the mesosphere inclu-

- ding ionospheric processes // J. Atmos. and Terr. Phys. 1973. Vol. 35, N 10. P. 1755—1798.
431. *Iijima T., Potemra T. A.* The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high-latitudes observed by TRIAD // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81, N 13. P. 2165—2174.
432. *Izakov M. N.* On theoretical models of the structure and dynamics of the Earth's thermosphere // Space Sci. Rev. 1971. Vol. 12. P. 261—298.
433. *Jacchia L. G.* Static diffusion models of the upper atmosphere with empirical temperature profiles // SAO Spec. Rep. 1965. N 215. P. 1—257.
434. *Jacchia L. G.* Thermospheric temperature, density and composition: new models // Ibid. 1977. N 375. P. 1—106.
435. *Jacobs K. G., Kist R., Rawer K.* The electron density profile of auroral layers as observed with ESRO rockets at Kiruna // Space Res. 1969. Vol. 9. P. 246—255.
436. *Jaggi R. K., Wolf R. A.* Self-consistent calculation of the motion of a sheet of ions in the magnetosphere // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78, N 16. P. 2852—2866.
437. *Jamshidi E., Fisher E. R., Kummier R. H.* Vibrational temperature of N_2 in the E and F regions // Ibid. N 27. P. 6151—6166.
438. *Jelly D. H., McDiarmid J. B., Burrows J. R.* Correlation between intensities of auroral absorption and precipitated electrons // Canad. J. Phys. 1964. Vol. 42, N 12. P. 2411—2418.
439. *Johnsen R., Biondi M. A.* Measurements of the reaction of O^{++} ions with N_2 and O_2 at thermal energy and their ionospheric implications // Geophys. Res. Lett. 1978. Vol. 5, N 10. P. 847—848.
440. *Johnsen R., Biondi M. A.* Reactions of ground — state and metastable O^{++} ions with He , O_2 , N_2 and CO_2 at thermal energies // J. Chem. Phys. 1981. Vol. 74, N 1. P. 305—307.
441. *Johnson C. Y.* Ionospheric composition and density from 90 to kilometers at solar minimum // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71, N 1. P. 330—332.
442. *Johnston H. S., Graham R.* Photochemistry of NO_x and HNO_x compounds // Canad. J. Chem., 1974. Vol. 52, N 8, pt 2. P. 1415—1423.
443. *Keskinen M. J., Ossakow S. L.* Theories of high-latitude ionospheric irregularities: A review // Radio Sci. 1983. Vol. 18, N 6. P. 1077—1091.
444. *Kirchhoff V. W. J. H., Carpenter L. A.* The day-to-day variability in ionospheric electric fields and currents // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81, N 16. P. 2737—2742.
445. *Kirchhoff V. W. J. H., Clemesha B. R.* Eddy diffusion coefficients in the lower thermosphere // J. Geophys. Res. A. 1983. Vol. 88, N 7. P. 5765—5768.
446. *Knudsen W. C.* Magnetospheric convection and the highlatitude F2-ionosphere // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79, N 7. P. 1046—1055.
447. *Knudsen W. C., Banks P. M., Winningham J. D., Klumpar D. M.* Numerical model of the convecting F2-ionosphere at high latitudes // Ibid. 1977. Vol. 82, N 29. P. 4784—4792.
448. *Kockards G.* Adsorption and photodissociation in the Schuman—Runge bands of molecular oxygen in the terrestrial atmosphere // Planet. and Space Sci. 1976. Vol. 24. P. 589—604.
449. *Kohl H., King J. W.* Atmospheric winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere // J. Atmos. Terr. Phys. 1967. Vol. 29, N 9. P. 1045—1062.
450. *Köhnlein W.* Electron density models of the ionosphere // Rev. Geophys. and Space Phys. 1978. Vol. 16, N 3. P. 341—354.
451. *Köhnlein W., Krankowsky D., Lämmerzahl P. et al.* A thermospheric model of the annual variations of He, N, O, N_2 and Ar from the Aeros Nims data // J. Geophys. Res. A. 1979. Vol. 84, N 8. P. 4355—4362.
452. *Köhnlein W., Raitt W. J.* Position of the mid-latitude trough in the topside ionosphere as deduced from ESPO-4 observations // Planet. and Space Sci. 1977. Vol. 25, N 6. P. 600—602.
453. *Kopp E., Eberhardt P., Herrmann U.* Summer daytime positive ion

composition in the *D*-region above Wallops Island // Space Res. 1978. Vol. 18. P. 245—248.

454. Kouris S. S., Muggleten L. M. Diurnal variation in the *E*-layer ionization // J. Atmos. and Terr. Phys. 1973. Vol. 35, N 1. P. 133—139.

455. Kumar S., Hanson W. B. The morphology of metallic ions in the upper atmosphere // J. Geophys. Res. A. 1980. Vol. 80, N 12. P. 6783—6801.

456. Lauter E. A., Bremer J., Grafe A. et al. The post-storm ionization enhancements in the mid-latitude *D*-region and related electron precipitation from the magnetosphere // HHI—STP—Rep. Berlin, 1977. N 9. P. 1—86.

457. Lee L. C., Carlson R. W., Judge D. L., Ogawa M. The absorption cross sections of N_2 , O_2 , CO, NO, CO_2 , N_2O , CH_4 , C_2H_4 , C_2H_6 and C_4H_{10} from 180 to 700 Å // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1973. Vol. 13. P. 1023—1031.

458. Lee L. C., Slanger T. G., Black G., Sharpless R. L. Quantum yields for the production of $O(^1D)$ from photodissociation of O_2 at 1160—1770 Å // J. Chem. Phys. 1977. Vol. 67, N 12. P. 5602—5606.

459. Leu M. T., Biondi M. A., Johnsen R. Recombination of electrons with positive ions of the $(H_3O^+)(H_2O)_n$ series // Bull. Amer. Phys. Soc. 1972. Vol. 17, N 3. P. 404.

460. Lindinger W., Albritton D. L., Fehsenfeld F. C., Ferguson E. E. Laboratory measurements of the ionospheric $O_2^+(X^2\Pi_g)$ and $O_2^+(a^4\Pi_u)$ reactions with NO // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80, N 25. P. 3725—3726.

461. Lindinger W., Fehsenfeld F. C., Schmeltekopf A. L., Ferguson E. E. Temperature dependence of some ionospheric ion-neutral reactions from 300—900°K // Ibid. 1974. Vol. 79, N 31. P. 4753—4756.

462. Liu S. C., Donahue T. M. Mesospheric hydrogen related to exospheric escape mechanism // J. Atmos. Sci. 1974. Vol. 31, N 5. P. 1466—1470.

463. Maeda K., Aikin A. C. Variations of polar mesospheric oxygen and ozone during auroral events // Planet. and Space Sci. 1968. Vol. 16, N 4. P. 371—384.

464. Mahajan K. K. *E*-region electron temperature measurements — a review // Ind. J. Radio and Space Phys. 1973. Vol. 2, N 1. P. 1—21.

465. Maher L. J. (Jr.). The latitudinal variation of the charge exchange induced atomic hydrogen escape flux // J. Geophys. Res. A. 1980. Vol. 85, N 9. P. 4621—4630.

466. Maher L. J., Tinsley B. A. The diurnal and solar cycle variation of the charge exchange induced hydrogen escape flux // Planet. and Space Sci. 1978. Vol. 26, N 9. P. 855—861.

467. Maier E. J., Chandra S., Brace L. et al. The SAR arc event observed during the December 1971 magnetic storm // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80, N 34. P. 4591—4597.

468. Mathews J. D. The incoherent scatter radar as a tool for studying the ionospheric *D*-region // J. Atmos. and Terr. Phys. 1984. Vol. 46, N 11. P. 975—986.

469. Matsushita S. A study of the morphology of ionospheric storms // J. Geophys. Res. 1959. Vol. 64, N 3. P. 305—321.

470. Matsushita S. Dynamo currents, winds and electric fields // Radio Sci. 1969. Vol. 4, N 9. P. 771—780.

471. Matsushita S. Upper-atmospheric tidal-interaction effects on geomagnetic and ionospheric variations: A review // Ann. Geophys. 1977. Vol. 33, N 1/2. P. 115—126.

472. Matsushita S. IMF effects of the equatorial geomagnetic fields and ionosphere: A review // J. Atmos. and Terr. Phys. 1977. Vol. 39, N 9/10. P. 1207—1215.

473. Matuura N. Theoretical models of ionospheric storms // Space Sci. Rev. 1972. Vol. 13. P. 124—189.

474. Mayr H. G., Volland H. Magnetic storm dynamic of the thermosphere // J. Atmos. and Terr. Phys. 1974. Vol. 36, N 11. P. 2025—2037.

475. Mayr H. G., Volland H. Composition waves in the thermosphere // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81, N 4. P. 671—676.

476. McClure J. P. Diurnal variation of neutral and charged particle temperatures in the equatorial *F*-region // *Ibid.* 1969. Vol. 74, N 1. P. 279—291.
477. McClure J. P., Peterson V. L. Plasma transport in the equatorial *F*-region // *Radio Sci.* 1972. Vol. 7, N 5. P. 539—547.
478. McFarland M., Albritton D. L., Fehsenfeld F. C. et al. Flow-drift technique for ion mobility and ion-molecule reaction rate constant measurements. II. Positive ion reactions of N^+ , O^+ and N_2^+ with O_2 and O^+ with N_2 from thermal to 2 eV // *J. Chem. Phys.* 1973. Vol. 59, N 12. P. 6620—6628.
479. McFarland M., Albritton D. L., Fehsenfeld F. C. et al. Energy dependence and branching ratio of the $N_2^+ + O$ -reaction // *J. Geophys. Res.* 1974. Vol. 79, N 19. P. 2925—2926.
480. McNeal R. J., Whitson M. E. (Jr.), Cook G. R. Temperature dependence of the quenching of vibrationally excited nitrogen by atomic oxygen // *Ibid.* N 10. P. 1527—1531.
481. Mead G. D., Beard D. B. Shape of the geomagnetic field solar wind boundary // *Ibid.* 1964. Vol. 69, N 7. P. 1169—1179.
482. Mead G. D., Fairfield D. H. A quantitative magnetospheric model derived from spacecraft magnetometer data // *Ibid.* 1975. Vol. 80, N 4. P. 523—534.
483. Mendillo M., Evans J. V. Incoherent scatter observations of the ionospheric response to a large solar flare // *Radio Sci.* 1974. Vol. 9, N 2. P. 197—203.
484. Mendillo M., Papagiannis M. D. Average behavior of the midlatitude *F*-region parameters N_f , N_{max} and τ during geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.* 1972. Vol. 77, N 25. P. 4891—4895.
485. Miller N. J., Mayr H. C., Spencer N. W. et al. Observations relating changes in thermospheric composition to depletions in topside ionization during the geomagnetic storms of September 1982 // *J. Geophys. Res.* A. 1984. Vol. 89, N 4. P. 2389—2394.
486. Miyazaki S. Relation between lower ionospheric electron density profiles and cosmic noise absorption during auroral zone disturbances // *J. Geomagn. and Geoelec.* 1975. Vol. 27, N 2. P. 113—129.
487. Moffett R. J., Hanson W. B. Calculated distributions of hydrogen and helium ions in the lowlatitude ionosphere // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1973. Vol. 35, N 2. P. 207—222.
488. Moffett R. J., Quegan S. The mid-latitude trough in the electron concentration of the ionospheric *F*-layer: A review of observations and modelling // *Ibid.* 1983. Vol. 45, N 5. P. 315—343.
489. Montbriand L. E., Belrose J. S. Changes in electron precipitation inferred from spectra deduced from *D*-region electron densities during a post-magnetic storm effect // *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81, N 13. P. 2213—2222.
490. Muggleton L. M. A describing function of the diurnal variation of $N_m(E)$ for solar zenith angles from 0 to 90° // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1972. Vol. 34, N 8. P. 1379—1384.
491. Mul P. M., McGowan J. W. Merged electron-ion beam experiments. III. Temperature dependence of dissociative recombination for atmospheric ions NO^+ , O_2^+ and N_2^+ // *J. Phys. B: Atom. and Mol. Phys.* 1979. Vol. 12, N 9. P. 1591—1601.
492. Muldrew D. B. *F*-layer ionization troughs deduced from Alouette data // *J. Geophys. Res.* 1965. Vol. 70, N 11. P. 2635—2650.
493. Namgaladze A. A., Latishev K. S., Korenkov Ju. N., Zacharov L. P. A dynamical model of the midlatitude ionosphere for a height range from 100 to 1000 km // *Acta geophys. pol.* 1977. Vol. 25, N 3. P. 173—182.
494. Narcisi R. S., Philbrick C. R., Thomas D. M. et al. Positive ion composition of the *D* and *E* regions during a PCA // *Proc. COSPAR Symp. Solar Particle Event of November 1969.* Cambridge: Air Force Res. Lab.: US Air Force, 1972. P. 421—431.
495. Narcisi R. S., Suszcewicz E. P. Direct measurements of an electron density, temperature and ion composition in an equatorial spread *F* ionosphere // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1981. Vol. 43, N 5/6. P. 463—471.

496. *Nass H. U., Fahr H. J.* Plasma-gas interactions in planetary atmospheres and their relevance for terrestrial hydrogen budget // *J. Geophys.* 1984. Vol. 56, N 1. P. 34—46.
497. *Newton G. P., Walker J. C. G.* Electron density decrease in SAR arcs resulting from vibrationally excited nitrogen // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 10. P. 1325—1327.
498. *Newton G. P., Walker J. C. G., Meijer P. H. E.* Vibrationally excited nitrogen in stable auroral red arcs and its effect on ionospheric recombination // *Ibid.* 1974. Vol. 79, N 25. P. 3807—3818.
499. *Nicolet M.* Stratospheric ozone: an introduction to its study // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1975. Vol. 13, N 5. P. 593—636.
500. *Nicolet M.* Aeronomical aspects of mesospheric photodissociation: processes resulting from the solar H Lyman-alpha line // *Planet. and Space Sci.* 1985. Vol. 33, N 1. P. 69—80.
501. *Nicolet M., Peetermans W.* Atmospheric absorption in the O₂ Schuman—Runge band spectral range and photodissociation rates in the stratosphere and mesosphere // *Ibid.* 1980. Vol. 28, N 1. P. 85—103.
502. *Nielsen E., Schlegel K.* A first comparison of STARE and EISCAT electron drift measurements // *J. Geophys. Res. A.* 1983. Vol. 88, N 7. P. 5745—5750.
503. *Nielsen E., Schlegel K.* Coherent radar Doppler measurements and their relationship to the ionospheric electron drift velocity // *Ibid.* 1985. Vol. 90, N 4. P. 3498—3504.
504. *Nielsen E., Whitehead J. D.* Radar auroral observations and ionospheric electric fields // *Adv. Space Res.* 1982. Vol. 2, N 7. P. 131—144.
505. *Nisbet J. S.* On the construction and use of the Pennsylvania State MKI model // *Sci. Rep. Ionosph. Res. Lab. Pa State Univ.* 1970. N 335. P. 1—98.
506. *Norton R. B.* The middle-latitude *F*-region during some severe ionospheric storms // *Proc. IEEE.* 1969. Vol. 57, N 6. P. 1147—1149.
507. *Offermann D., Curtis P., Cisneros I. M.* et al. Atmospheric temperature structure during the Western European winter anomaly campaign 1975/76 // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1979. Vol. 41, N 10/11. P. 1051—1062.
508. *Ogawa M.* Absorption cross sections of O₂ and CO₂ continuum in the Schuman and far-UV region // *J. Chem. Phys.* 1971. Vol. 54, N 6. P. 2550—2556.
509. *Ogawa T., Kawamoto H.* Mid-latitude horizontal electric fields in the stratosphere during magnetically disturbed periods // *Planet. and Space Sci.* 1982. Vol. 30, N 10. P. 1013—1024.
510. *Ogawa T., Shimazaki T.* Diurnal variations of odd nitrogen and ionic densities in the mesosphere and lower thermosphere: simultaneous solution of photochemical — diffusive equations // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 28. P. 3945—3960.
511. *Ogawa T., Tanaka Y., Huzita A., Yasuhara M.* Horizontal electric fields in middle latitude // *Planet. and Space Sci.* 1975. Vol. 23, N 5. P. 825—830.
512. *Oliver W. L., Holt J. M., Wand R. H., Evans J. V.* Millstone-Hill incoherent scatter observations of auroral convection over $60^\circ < \Lambda < 75^\circ$. 3. Average pattern versus K_p // *J. Geophys. Res. A.* 1983. Vol. 88, N 7. P. 5505—5516.
513. *Oran E. S., Julianne P. S., Strobel D. F.* The aeronomy of odd nitrogen in the thermosphere // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 22. P. 3068—3076.
514. *Oyama K. I., Hirao K., Banks P. M., Williamson P. R.* Nonthermal components of low energy electrons in the ionospheric *E*- and *F*-region // *J. Geomagn. and Geoelec.* 1983. Vol. 35, N 6. P. 185—200.
515. *Pack T. L., Phelps A. V.* Electron attachment and detachment. 1. Pure O₂ at low energy // *J. Chem. Phys.* 1966. Vol. 44, N 6. P. 1870—1876.
516. *Park C. G.* A morphological study of substorm-associated disturbances in the ionosphere // *J. Geophys. Res.* 1974. Vol. 79, N 19. P. 2821—2827.

517. *Park C. G., Banks P. M.* Influence of thermal plasma flow on the mid-latitude nighttime F2-layer: effects of electric fields and neutral winds inside the plasmasphere // *Ibid.* N 31. P. 4661—4668.
518. *Park C. G., Banks P. M.* Influence of thermal plasma flow on the daytime F2-layer // *Ibid.* 1975. Vol. 80, N 49. P. 2819—2823.
519. *Park C. G., Meng C.-I.* Vertical motions of the midlatitude F2-layer during magnetospheric substorms // *Ibid.* 1971. Vol. 76, N 34. P. 8326—8332.
520. *Park J. H.* The equivalent mean absorption cross sections for the O₂ Schumann-Runge bands: application to the H₂O and NO photodissociation rates // *J. Atmos. Sci.* 1974. Vol. 31, N 7. P. 1893—1897.
521. *Patel V. L.* Interplanetary magnetic fields variations and the electromagnetic state of the equatorial ionosphere // *J. Geophys. Res. A.* 1978. Vol. 83, N 5. P. 2137—2144.
522. *Paukert T. T., Johnston H. C.* Spectra and kinetics of the hydroperoxyl free radical in the gas phase // *J. Chem. Phys.* 1972. Vol. 56, N 9. P. 2824—2838.
523. *Perkins F. W., Roble R. G.* Ionospheric heating by radio waves: predictions for Arecibo and the satellite power station // *J. Geophys. Res. A.* 1978. Vol. 83, N 4. P. 1611—1624.
524. *Philbric C. R., Narcisi R. S., Good R. E.* et al. The Aladdin experiment—Pt II, composition // *Space Research.* Berlin: Akad. Verl., 1973. Vol. 13. P. 441—448.
525. *Phillips L. F., Schiff H. I.* Mass-spectrometric studies of atom reactions. II. Vibrationally excited N₂ formed by the reactions of N atoms with NO // *J. Chem. Phys.* 1962. Vol. 36, N 12. P. 3283—3286.
526. *Piggott W. R., Rawer K.* URSI handbook of ionogram interpretation and reduction: Rept. UAG-23, World Data Center A, U. S. Depart. of Commerce, NOAA, Boulder. 1972.
527. *Prasad S. S., Furman D. R.* On the importance of double charged ions in the auroral ionosphere // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 10. P. 1360—1362.
528. *Pröls G. W.* Magnetic storm associated perturbations of the upper atmosphere: recent results obtained by satellite — borne gas analyzers // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1980. Vol. 18, N 1. P. 183—202.
529. *Pröls G. W., Zahn U. von.* On the global morphology of negative ionospheric storms // *Space Res.* 1977. Vol. 77. P. 433—438.
530. *Pudovkin M. I., Colovchanskaya I. V.* On the thermal process of atomic hydrogen escape from the Earth's atmosphere // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1983. Vol. 45, N 10. P. 661—666.
531. *Quegan S., Bailey G. J., Moffett R. J.* et al. A theoretical study of the distribution of ionization in the high-latitude ionosphere and the plasmasphere: first results on the mid-latitude trough and the light-ion trough // *Ibid.* 1982. Vol. 44, N 7. P. 619—640.
532. *Raitt W. J.* The temporal and spatial development of mid-latitude thermospheric electron temperature enhancements during a geomagnetic storm // *J. Geophys. Res.* 1974. Vol. 79, N 31. P. 4703—4708.
533. *Raitt W. J., Schunk R. W., Banks P. M.* Ionospheric composition in SAR-arcs // *Planet. and Space Sci.* 1976. Vol. 24, N 2. P. 105—114.
534. *Rajaram G., Rastogi R. G.* Low latitude F-region anomalies and the equatorial electric field // *Ind. J. Radio and Space Phys.* 1974. Vol. 3, N 4. P. 323—334.
535. *Rastogi R. G., Chandra H.* Interplanetary magnetic field and the equatorial ionosphere // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1974. Vol. 36, N 2. P. 377—379.
536. *Rastogi R. G., Woodman R. F., Hedgecock P. C.* Correlated changes in the equatorial electrojet and in the interplanetary magnetic storm // *Ibid.* 1978. Vol. 40, N 7. P. 867—869.
537. *Rao B. C. N.* Some characteristic features of the equatorial ionosphere // *J. Geophys. Res.* 1963. Vol. 68, N 9. P. 2541—2550.
538. *Rao U. R.* Solar modulation of galactic cosmic radiation // *Space Sci. Rev.* 1972. Vol. 12. P. 719—809.

539. *Rawer K., Biliza D., Ramakrishnan S.* Coals and status of the international reference ionosphere // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1978. Vol. 16, N 2. P. 117—181.
540. *Rees D., Fuller-Rowell T. J., Gordon R. et al.* A comparison of wind observation of the upper thermosphere from the Dynamic Explorer satellite with the predictions of a global time-dependent model // *Planet. and Space Sci.* 1983. Vol. 31, N 11. P. 1299—1314.
541. *Rees M. H.* Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons // *Ibid.* 1963. Vol. 11, N 10. P. 1209—1218.
542. *Rees M. H.* Magnetospheric substorm energy dissipation in the atmosphere // *Ibid.* 1975. Vol. 23, N 12. P. 1589—1596.
543. *Rees M. H.* On the interaction of auroral protons with the Earth's atmosphere // *Ibid.* 1982. Vol. 30, N 5. P. 463—472.
544. *Rees M. H., Emery B. A., Roble R. G., Stamnes K. J.* Neutral and ion gas heating by auroral electron precipitation // *J. Geophys. Res. A.* 1983. Vol. 88, N 8. P. 6289—6300.
545. *Rees M. H., Walker J. C. G.* Ion and electron heating by auroral electric fields // *Ann. Geophys.* 1968. Vol. 24, N 1. P. 193—199.
546. *Reid G. C.* The production of water-cluster positive ions in the quiet daytime D-region // *Planet. and Space Sci.* 1977. Vol. 25, N 3. P. 275—290.
547. *Reinisch B. W.* New techniques in ground-based ionospheric sounding // *Radio Sci.* 1986. Vol. 21, N 3. P. 331—341.
548. *Richards P. G., Torr D. G.* A factor of 2 reduction in theoretical F2-peak electron density due to enhanced vibrational excitation of N₂ in summer at solar maximum // *J. Geophys. Res. A.* 1986. Vol. 91, N 10. P. 11331—11336.
549. *Richmond A. D., Matsushita S.* Thermospheric response to a magnetic substorm // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 19. P. 2839—2850.
550. *Richmond A. D., Roble R. G.* Dynamics effects of aurora generated gravity waves on the mid-latitude ionosphere // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1979. Vol. 41, N 7/8. P. 841—852.
551. *Roble R. G.* The calculated and observed diurnal variation of the ionosphere over Millstone Hill on 23—24 March 1970 // *Planet. and Space Sci.* 1975. Vol. 23, N 7. P. 1017—1033.
552. *Roble R. G., Dickinson R. E., Ridley E. C.* Seasonal and solar cycle variations of sonal mean circulation in the thermosphere // *J. Geophys. Res.* 1977. Vol. 82, N 35. P. 5493—5504.
553. *Roble R. G., Dickinson R. E., Ridley E. C.* Global circulation and temperature structure of thermosphere with high-latitude plasma convection // *J. Geophys. Res. A.* 1982. Vol. 87, N 3. P. 1599—1644.
554. *Roble R. G., Kasting J. F.* The zonally averaged circulation, temperature and compositional structure of the lower thermosphere and variations with geomagnetic activity // *Ibid.* 1984. Vol. 89, N 3. P. 1711—1724.
555. *Rusch D. W., Barth C. A.* Satellite measurements of nitric oxide in the polar region // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 25. P. 3749—3721.
556. *Saflekos N. A., Sheehan R. E., Carovillano R. L.* Global nature of field-aligned current and their relation to auroral phenomena // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1982. Vol. 20, N 3. P. 709—734.
557. *Schiff H. I.* Neutral atmospheric chemistry — introduction and review // *Physics and chemistry of upper atmosphere.* Dordrecht: Reidel Publ. Co, 1973. P. 85—98.
558. *Schmeltekopf A. L., Ferguson E. E., Fohsenfeld F. C.* Afterglow studies of the reactions He⁺, He(2³S) and O⁺ with vibrationally excited N₂ // *J. Chem. Phys.* 1968. Vol. 8, N 7. P. 2966—2973.
- 558a. *Schoen R. I.* Laboratory measurements of photoionization, photoexcitation and photodetachment // *Canad. J. Chem.* 1969. Vol. 47, N 10. P. 1879—1899.
559. *Schunk R. W.* Transport equations for aeronomy // *Planet. and Space Sci.* 1975. Vol. 23, N 3. P. 437—485.
560. *Schunk R. W., Banks P. M.* Auroral N₂ vibrational excitation and the electron density trough // *Geophys. Res. Lett.* 1975. Vol. 2, N 6. P. 239—242.

561. Schunk R. W., Banks P. M., Raitt W. J. Effects of electric fields and other processes upon the nighttime high-latitude *F*-layer // *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81, N 19. P. 3271—3282.
562. Schunk R. W., Hays P. B. Theoretical N_2 vibrational distribution in an aurora // *Planet. and Space Sci.* 1971. Vol. 19, N. 11. P. 1457—1461.
563. Schunk R. W., Nagy A. F. Electron temperatures in the *F*-region of the ionosphere: theory and observation // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1978. Vol. 16, N 3. P. 355—399.
564. Schunk R. W., Sojka J. J. Ionospheric hot spot at high latitudes // *Geophys. Res. Lett.* 1982. Vol. 9. P. 1045—1048.
565. Schunk R. W., Walker J. C. G. Thermal diffusion in the *F2*-region of the ionosphere // *Planet. and Space Sci.* 1970. Vol. 18, N 4. P. 535—557.
566. Schunk R. W., Walker J. C. G. Oxygen and hydrogen ion densities above Millstone Hill // *Ibid.* 1972. Vol. 20, N 4. P. 581—589.
567. Schurgers M., Welge K. H. Absorption-koeffizient von H_2O_2 und N_2H_4 zwischen 1200 und 2000 Å // *Ztschr. Naturforsch. A.* 1968. Bd. 23, N 10. S. 1508—1510.
568. Serbu G. P., Maier E. J. R. Observations fromOGO-5 of the thermal ion density and temperature within the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1970. Vol. 75, N 31. P. 6102—6113.
569. Sharp G. W. Mid-latitude trough in the night ionosphere // *Ibid.* 1966. Vol. 71, N 5. P. 1345—1356.
570. Shimazaki T. Effective eddy diffusion coefficient and atmospheric composition in the lower thermosphere // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1971. Vol. 33, N 9. P. 1383—1401.
571. Singh V., Gerard J.-C. The thermospheric heating efficiency under electron precipitation conditions // *Planet. and Space Sci.* 1982. Vol. 30. N 11. P. 1083—1089.
572. Sipler D. P., Biondi M. A. Midlatitude *F*-region neutral winds and temperatures during the geomagnetic storm of March 26, 1976 // *J. Geophys. Res.* A. 1979. Vol. 84, N 1. P. 37.
573. Slanger T. G., Black G. Electronic-to-vibrational energy transfer efficiency in the $O(^1D)-N_2$ and $O(^1D)-CO$ systems // *J. Chem. Phys.* 1974. Vol. 60, N 2. P. 468—477.
574. Slanger T. G., Sharpless R. L., Black G., Filseth S. V. Photodissociation quantum yields of CO_2 between 1200 and 1500 Å // *Ibid.* Vol. 61, N 12. P. 5024—5027.
575. Smith L. G. A sequence of rocket observations of night-time sporadic-E // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1970. Vol. 32, N 7. P. 1247—1257.
576. Smith D., Church M. J. Ion-ion recombination rates in the Earth's atmosphere // *Planet. and Space Sci.* 1977. Vol. 25, N 5. P. 433—439.
577. Smith M. F., Rees D., Fuller-Rowell T. J. The consequences of high latitude particle precipitation on global thermospheric dynamics // *Ibid.* 1982. Vol. 30, N 12. P. 1259—1267.
578. Sojka J. J., Raitt W. J., Schunk R. W. Effect of displaced geomagnetic and geographic poles on high-latitude plasma convection and ionospheric depletions // *J. Geophys. Res.* A. 1979. Vol. 84, N 10. P. 5943—5951.
579. Sojka J. J., Raitt W. J., Schunk R. W. A theoretical study of the high-latitude winter *F*-region at solar minimum for low magnetic activity // *Ibid.* 1981. Vol. 86, N 2. P. 609—621.
580. Sojka J. J., Schunk R. W. Theoretical study of anomalously high *F*-region peak altitudes in the polar ionosphere // *Ibid.* 1985. Vol. 90, N 8. P. 7525—7532.
581. Solar Geophysical Data // NOAA National Geoph. Sol.-Terr. Data Center A, Boulder, USA.
582. Spreiter J. R., Summers A. L., Alksene A. Y. Hydromagnetic flow around the magnetosphere // *Planet. and Space Sci.* 1966. Vol. 14, N 3. P. 223—253.
583. Sterling D. L., Hanson W. B., Moffett R. J., Baxter R. G. Influence of electromagnetic drifts and neutral air winds on some features of the *F2* region // *Radio Sci.* 1969. Vol. 4, N 11. P. 1005—1023.

584. *Stief L. J., Payne W. A., Klemm R. B.* A flash photolysis-resonance fluorescence study of the formation of $O(^4D)$ in the photolysis of water and the reaction of $O(^4D)$ with H_2 , Ar and He // *J. Chem. Phys.* 1975. Vol. 62, N 15. P. 4000—4008.
585. *St.-Maurice J.-P., Torr D. G.* Nonthermal rate coefficients in the ionosphere: The reactions of O^+ with N_2 , O_2 and NO // *J. Geophys. Res.* 1978. Vol. 83, N 3. P. 969—977.
586. *Stolarski R. S.* Calculation of auroral emission rates and heating effects // *Planet. and Space Sci.* 1968. Vol. 16, N 10. P. 1265—1274.
587. *Stolarski R. S., Hays P. B., Roble R. G.* Atmospheric heating by solar EUV radiation // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 16. P. 2266—2276.
588. *Stolarski R. S., Johnson N. P.* Photoionization and photoabsorption cross sections for ionospheric calculations // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1972. Vol. 34, N 10. P. 1691—1701.
589. *Straus J. M.* Dynamics of the thermosphere of high latitudes // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1978. Vol. 16, N 2. P. 183—194.
590. *Stubbe P.* Energy exchange and thermal balance problems // *J. Sci. Ind. Res.* 1971. Vol. 30, N 8. P. 379—387.
591. *Stubbe P.* The thermosphere and the *F*-region — a reconciliation of theory with observations // *Sci. Rep. Ionosph. Res. Lab. Pa State Univ.* 1973. N 418. P. 1—156.
592. *Stubbe P., Varnum W. S.* Electron energy transfer rates in the ionosphere // *Planet. and Space Sci.* 1972. Vol. 20, N 8. P. 1121—1126.
593. *Sudan R. N., Akinrimisi J., Farley D. T.* Generation of small scale irregularities in the equatorial electrojet // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78, N 1. P. 240—248.
594. *Svalgaard L.* Polar cap magnetic variations and their relationship with the interplanetary magnetic sector structure // *Ibid.* N 43. P. 2064—2078.
595. *Swider W.* Ionization rates due to the attenuation of 1—100 Å non flare solar X-rays in the terrestrial atmosphere // *Rev. Geophys.* 1969. Vol. 7. P. 573.
596. *Swider W. (Jr.), Narcisi R. S.* On the ionic constitution of class 1 auro-ras // *Planet. and Space Sci.* 1970. Vol. 18, N 3. P. 379—385.
597. *Swinson D. B., Coyama H., Saito T.* Long-term variations in North-South asymmetry of solar activity // *Solar Phys.* 1986. Vol. 106, N 1. P. 35—42.
598. *Tanaka T., Hirao K.* Effects of an electric field on the dynamical behavior of the ionospheres and application to the storm time disturbance of the *F*-layer // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1973. Vol. 35, N 8. P. 1443—1452.
599. *Taylor H. A. (Jr.)* Evidence of solar geomagnetic seasonal control of the topside ionosphere // *Planet. and Space Sci.* 1971. Vol. 19, N 1. P. 77—93.
600. *Taylor H. A. (Jr.)* The light ion trough // *Ibid.* 1972. Vol. 20, N 10. P. 1593—1605.
601. *Taylor H. A. (Jr.), Cordier G. R.* In situ observations of irregular ionospheric structure associated with the plasmopause // *Ibid.* 1974. Vol. 22, N 9. P. 1289—1296.
602. *Taylor H. A., Walsh W. J.* The light ion trough, the main trough and the plasmopause // *J. Geophys. Res.* 1972. Vol. 77, N 34. P. 6716—6723.
603. *Thomas R., Bitterman S.* Survey of vibrational relaxation data for processes important in the CO_2-N_2 laser system // *Rev. Mod. Phys.* 1969. Vol. 41. P. 26—47.
604. *Testud J., Amayenc P., Blanc M.* Middle and low latitude effects of auroral disturbances from incoherent scatter // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1975. Vol. 37, N 6/7. P. 989—1009.
605. *Thitheridge J. E.* Ion transition heights from topside electron density profiles // *Planet. and Space Sci.* 1976. Vol. 24, N 3. P. 229—245.
606. *Thomas G. E., Vidal-Madjar A.* Latitude variations of exospheric hydrogen and the polar wind // *Ibid.* 1978. Vol. 26, N 9. P. 873—882.
607. *Thompson B. A., Harbeck P., Reeves R. R. (Jr.)* Ultraviolet absorption coefficient of CO_2 , CO , O_2 , H_2O , N_2O , NH_3 , NO , SO_2 and CH_4 between 1850 and 4000 Å // *J. Geophys. Res.* 1963. Vol. 68, N 24. P. 6431—6436.

608. *Tinsley B. A.* Effects of charge exchange involving H and H⁺ in the upper atmosphere // *Planet. and Space Sci.* 1978. Vol. 26, N 9. P. 847—853.
609. *Tinsley B. A.* Energetic neutral atom precipitation as a possible source of midlatitude F-region winds // *Geophys. Res. Lett.* 1979. Vol. 6, N 4. P. 291—293.
610. *Tinsley B. A., Hodges R. R. (Jr), Strobel D. F.* Diurnal variations of atomic hydrogen: observations and calculations // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, N 4. P. 626—634.
611. *Titheridge J. E.* Plasma temperatures from Alouette 1 electron density profiles // *Planet. and Space Sci.* 1976. Vol. 24, N 3. P. 247—259.
612. *Torr D. G., Torr M. R.* Review of rate coefficients of ionic reactions determined from measurements made by the Atmosphere Explorer satellites // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1978. Vol. 16, N 3. P. 327—340.
613. *Torr D. G., Torr M. R.* Chemistry of thermosphere and ionosphere // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1979. Vol. 41, N 7/8. P. 797—839.
614. *Torr M. R.* Atmospheric and ionospheric effects of precipitated energetic O⁺ ions // *Energetic ion composition Earth's magnetosphere.* Tokyo; Dordrecht, 1983. P. 423—438.
615. *Torr M. R.* Neutral and ion chemistry and solar fluxes // *J. Geomagn. and Geoelec.* 1983. Vol. 35, N 5. P. 131—153.
616. *Torr M. R., Richards P. G., Torr D. G.* Solar EUV energy budget of the thermosphere // *Adv. Space Res. COSPAR.* 1984. Vol. 1. P. 53—61.
617. *Torr M. R., Torr D. G., Ong R. A., Hinteregger H. E.* Ionization frequencies for major thermospheric constituents as a function of solar cycle 24 // *Geophys. Res. Lett.* 1979. Vol. 6, N 10. P. 771—777.
618. *Tully J. C.* Collision complex model for spin forbidden reactions: quenching of O(¹D) by N₂ // *J. Chem. Phys.* 1974. Vol. 61, N 1. P. 61—68.
619. *Ulwick J. C., Baker K. D.* Infrared radiation and energy transfer in the auroral mesosphere and lower thermosphere // *VI ESA Symp. Europ. Rocket and Balloon Progr. and Relat. Res., Interlaken, 11—15 Apr., 1983.* Paris, 1983. P. 65—75.
620. *Van Zandt T. E., O'Malley T. F.* Rate coefficient for the reaction of O⁺ with vibrationally excited N₂ // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78, N 28. P. 6818—6820.
621. *Varnum W. S.* Enhanced N₂ vibrational temperatures in the thermosphere // *Planet. and Space Sci.* 1972. Vol. 20, N 11. P. 1865—1873.
622. *Victor G., Constantinescu E. R.* Double photoionization and double charged ions in the thermosphere // *Geophys. Res. Lett.* 1979. Vol. 6. P. 519—522.
623. *Vidal-Madjar A.* The earth hydrogen exobase near a solar minimum // *Ibid.* 1978. Vol. 5, N 1. P. 29—32.
624. *Vlaskov V. A., Henriksen K.* Vibrational temperature and excess vibrational energy of molecular nitrogen in the ground state derived from N₂⁺ emission bands in auroral // *Planet. and Space Sci.* 1985. Vol. 33, N 2. P. 141—145.
625. *Volland H.* Semiempirical models of magnetospheric electric fields // *Quantitative modelling magnetospheric processes.* Wash. (D. C.): AGU, 1979. P. 261—280. (Geophys. Monograph.; Vol. 21).
626. *Volland H., Mayr H. G.* A three-dimensional model of thermosphere dynamics // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1972. Vol. 34, N 10. P. 1745—1816.
627. *Volland H., Mayr H. G.* Theoretical aspects of tidal and planetary wave propagation at thermospheric heights // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1977. Vol. 15, N 2. P. 103—206.
628. *Walker G. O.* Longitudinal structure of the F-region equatorial anomaly: A review // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1981. Vol. 43, N 8. P. 763—774.
629. *Walker J. C. G., Rees M. H.* Ionospheric electron densities and temperatures in aurora // *Planet. and Space Sci.* 1968. Vol. 16, N 4. P. 459—475.
630. *Walker J. C. G., Stolarski R. S., Nagy A. F.* The vibrational temperature of molecular nitrogen in the thermosphere // *Ann. Geophys.* 1969. Vol. 25, N 4. P. 831—839.

631. Walker G. O., Strickland A. E. A comparison of the ionospheric equatorial anomaly in the East Asian and American regions at sunspot minimum // J. Atmos. and Terr. Phys. 1981. Vol. 43, N 5/6. P. 589—595.

632. Walton E. K., Bowhill S. A. Seasonal variations in the low latitude dynamo current system near sunspot maximum // Ibid. 1979. Vol. 41, N 9. P. 937—949.

633. Watkins B. J. A numerical computer investigation of polar *F*-region ionosphere // Planet. and Space Sci. 1978. Vol. 26, N 6. P. 559—569.

634. Watkins B. J., Richards P. G. A theoretical investigation of the role of neutral winds and particle precipitation in the formation of the auroral *F*-region ionosphere // J. Atmos. and Terr. Phys. 1979. Vol. 41, N 2. P. 179—187.

635. Wayne R. P. The photochemistry of ozone and singlet molecular oxygen in the atmosphere // Mesospheric models and related experiments. Dordrecht: Reidel Publ. Co, 1971. P. 240—252.

636. Wayne R. P. Reactions involving excited states of O and O₂ // Physics and chemistry of upper atmosphere. Dordrecht: Reidel Publ. Co, 1973. P. 125—132.

637. Webber W. The production of free electrons in the ionospheric *D*-layer by solar and galactic cosmic rays and the resultant absorption of radio waves // J. Geophys. Res. 1962. Vol. 67, N 13. P. 5091—5106.

638. Whitehead J. D. Production and prediction of sporadic *E* // Rev. Geophys. and Space Phys. 1970. Vol. 8, N 4. P. 65—114.

639. Wickwar V. B., Baron M. J. Auroral energy input from energetic electrons and Joule heating at Chatanika // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80, N 31. P. 4364—4367.

640. Williams D. J., Hernandez G., Lyons L. R. Simultaneous observations of the proton ring current and stable auroral red arcs // Ibid. 1976. Vol. 81, N 4. P. 608—616.

641. Wolf R. A. Effects of ionospheric conductivity on convective flow of plasma in the magnetosphere // Ibid. 1970. Vol. 75, N 25. P. 4677—4698.

642. Wolf R. A. Ionosphere-magnetosphere coupling // Space Sci. Rev. 1975. Vol. 17. P. 537—562.

643. Wong S. F., Worbarger T. V., Woo S. B. Photodetachment of O₂ in drift tube // Phys. Rev. A. 1972. Vol. 5, N 6. P. 2598—2604.

644. Woo S. B., Brauscomb L. M., Beatty E. C. Photodetachment of O⁺ in drift tube // Bull. Amer. Phys. Soc. 1967. Vol. 12, N 3. P. 237.

645. Wrenn G. L., Raitt W. J. In situ observations of midlatitude ionospheric phenomena associated with the plasmopause // Ann. Geophys. 1975. Vol. 31, N 1. P. 17—28.

646. Young A. R., Black G. Measurements of the rate coefficients of O₂(¹Δ_g) + O₂(¹Δ_g) → O₂(b¹Σ_g⁺) + O₂(x³Σ_g⁻) // J. Chem. Phys. 1965. Vol. 42, N 10. P. 3740—3745.

647. Zimmermann S. P., Murphy A. E. Stratospheric and mesospheric turbulence // Dynamics of chemical coupling between the neutral and ionized atmosphere. Dordrecht: Reidel Publ. Co, 1977. P. 35—47.

648. Zipf E. C., Borst W. L., Donahue T. M. A mass-spectrometer observation of NO in auroral arc // J. Geophys. Res. 1970. Vol. 75, N 31. P. 6371—6376.

649. Zmuda A. J., Armstrong J. C. The diurnal flow pattern of field-aligned currents // Ibid. 1974. Vol. 79, N 31. P. 4611—4619.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редакторов	3
Предисловие	6

Глава 1

ИОНОСФЕРА КАК СРЕДА РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

1.1. Движение заряженной частицы в магнитном поле	11
1.1.1. Сила Лоренца, гиросрадиус, гирочастота	11
1.1.2. Магнитный момент, его постоянство	12
1.1.3. Дрейфы в постоянных однородных полях	12
1.1.4. Дрейф в неоднородном магнитном поле. Ведущий центр . .	14
1.1.5. Центробежный дрейф	15
1.1.6. Инерционный дрейф. Дрейф в переменном электрическом поле	16
1.1.7. Дрейф в индукционном электрическом поле. Вморожен- ность	17
1.1.8. Движение частицы вдоль силовой линии. Продольный ин- вариант	18
1.2. Гидродинамическое описание плазмы. Ток в плазме	22
1.2.1. Квазинейтральность, плазменная частота, радиус Дебая	22
1.2.2. Соударения в плазме	24
1.2.3. Ток в плазме	28
1.2.4. Магнитное давление	31
1.2.5. Ток под действием градиента давления. Диамагнетизм плазмы	32
1.2.6. Закон Ома. Проводимости плазмы в стационарных полях	33
1.2.7. Влияние границ на проводимость плазмы	36
1.3. Волны в плазме	38
1.3.1. Преобразования Фурье и Лапласа	38
1.3.2. Дисперсия, групповая скорость, показатель преломления, отсечки и резонансы	42
1.3.3. Волновое уравнение. Диэлектрическая проницаемость плазмы	43
1.3.4. Проводимость плазмы в переменном электрическом поле	45
1.3.5. Тензор диэлектрической проницаемости плазмы	47
1.3.6. Дисперсионное уравнение	48
1.3.7. Электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля. Поляризация волн	49
1.3.8. Распространение электромагнитной волны перпендику- лярно внешнему магнитному полю	53

1.4.	Распространение радиоволн в ионосфере. Магнитоионная теория	55
1.4.1.	Формула Эпплтона—Хартри. Поляризация волн	55
1.4.2.	Условия отражения радиоволн	58
1.4.3.	Квазипродольное и квазипоперечное приближения . . .	59
1.4.4.	Отражение радиоволн от ионосферы при наклонном распространении	60
1.4.5.	Траектории радиосигналов	62
1.4.6.	Поглощение радиоволн	63
1.4.7.	Фарадеевское вращение	65
1.5.	Электростатические волны в плазме	66
1.5.1.	Звуковые волны в неионизованном газе	67
1.5.2.	Электростатические волны в плазме без магнитного поля	68
1.5.3.	Электростатические волны в холодной плазме с магнитным полем	70
1.5.4.	Гидродинамические неустойчивости плазмы	72
1.6.	Электростатические волны в плазме (кинетическое рассмотрение)	74
1.6.1.	Кинетическое уравнение Больцмана	74
1.6.2.	Проводимость и диэлектрическая проницаемость плазмы	77
1.6.3.	Дисперсионные соотношения для электростатических волн	80
1.6.4.	Затухание электростатических волн, аномальные соударения	82
1.6.5.	Неустойчивости, влияние направленных движений	84
1.6.6.	Флуктуации плотности плазмы	85

Глава 2

МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА СОСТОЯНИЕМ ИОНОСФЕРЫ (ионосферные измерения)]

2.1.	Исследования ионосферы зеркально отраженными от нее радиоволнами	95
2.1.1.	Вертикальное зондирование ионосферы	95
2.1.2.	Наклонное зондирование	100
2.1.3.	Возвратно-наклонное зондирование	102
2.1.4.	Зондирование ионосферы сверху	104
2.1.5.	Измерения поглощения отраженных радиоволн	106
2.1.6.	Исследования движений ионосферной плазмы отраженными радиоволнами	106
2.2.	Измерения при радиопросвечивании ионосферы	108
2.2.1.	Риометрические измерения поглощения космического радиошума	108
2.2.2.	Измерения интегрального электронного содержания . .	111
2.3.	Специальные средства исследований нижней ионосферы	112
2.3.1.	Метод частичных отражений	113
2.3.2.	Метод кросс-модуляции	116
2.4.	Радиолокационные исследования ионосферы	117
2.4.1.	Экваториальные радиоотражения	119
2.4.2.	Радиоавтора	121

2.4.3. Радиолокаторы, применяемые для исследований ионосферы	122
2.5. Метод некогерентного рассеяния радиоволн	124
2.5.1. Физические основы и возможности исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния	124
2.5.2. Рассеяние электромагнитной волны электроном	128
2.5.3. Поле рассеяния от электронов в конечном объеме	130
2.5.4. Мощность рассеянного сигнала	132
2.5.5. Рассеяние электромагнитных волн флуктуациями электронной концентрации	134
2.5.6. Спектр некогерентно рассеянного сигнала	135
2.5.7. Техника наблюдений некогерентного рассеяния	139
2.6. Измерения параметров ионосферной плазмы с помощью ракет и спутников	143

Глава 3

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

3.1. Уравнения переноса для моментов функции распределения	149
3.2. Система уравнений, моделирующих ионосферную плазму в гидродинамическом приближении	154
3.3. Некоторые преобразования вида моделирующих уравнений для нейтральных компонент	164
3.3.1. Среднемассовая и диффузионная скорости	164
3.3.2. Учет турбулентности	166
3.4. Кинетическое уравнение для сверхтепловых электронов	168
3.5. Системы координат, используемые в ионосферном моделировании	171
3.6. Моделирующие уравнения в координатном представлении	175
3.6.1. Уравнения для нейтральных компонент	175
3.6.2. Одномерные уравнения для заряженных частиц	176
3.6.3. Учет электромагнитных дрейфов. Интегрирование по дрейфовым траекториям	180
3.7. Начальные и граничные условия	181
3.8. Методы решения моделирующих уравнений	183

Глава 4

СОЛНЦЕ И МАГНИТОСФЕРА

4.1. Солнце	190
4.1.1. Общие сведения	190
4.1.2. Солнечная активность	192
4.1.3. Механизм циклических изменений	193
4.1.4. Солнечная корона	194
4.2. Геоактивная радиация Солнца	197
4.2.1. Коротковолновое излучение Солнца	197
4.2.2. Солнечный ветер	198
4.2.3. Солнечные вспышки	202
4.3. Геофизические проявления солнечной активности	204
4.3.1. Геомагнитные вариации	204

4.3.2. Полярные сияния	208
4.3.3. Индексы магнитной активности	210
4.3.4. Солнечно-земные связи	211
4.4. Магнитосфера и магнитное поле в ней	213
4.4.1. Магнитное поле Земли	213
4.4.2. Обтекание солнечным ветром земного магнитного поля. Формирование магнитопаузы	215
4.4.3. Модель магнитосферы Мида—Фейрфильда	216
4.4.4. Структура магнитосферного магнитного поля	218
4.5. Головная ударная волна	222
4.6. Электрическое поле в магнитосфере	223
4.6.1. Поле коротации	223
4.6.2. Вязкое трение	224
4.6.3. Конвекция в магнитосфере при южном межпланетном магнитном поле	226
4.6.4. Слой Альвена	227
4.6.5. Действие азимутальной компоненты межпланетного маг- нитного поля	229
4.6.6. Измерения электрического поля	230
4.7. Токи в магнитосфере	235
4.8. Плазма в магнитосфере	240
4.8.1. Плазмосфера	241
4.8.2. Пограничные слои	242
4.8.3. Плазменный слой	243
4.8.4. Кольцевой ток	244
4.8.5. Высыпающиеся частицы	245
4.9. Магнитосферная суббури	246
4.9.1. Фазы суббури. Суббури в геомагнитном поле и в авро- ральных явлениях	246
4.9.2. Процессы в магнитосфере	247

Глава 5

НЕЙТРАЛЬНАЯ АТМОСФЕРА И ПРОЦЕССЫ В НЕЙ

5.1. Характерные высотные области нейтральной атмосферы. .	251
5.2. Гидростатическое распределение плотности и давления с высотой	253
5.3. Состав нейтральной атмосферы. Диффузионное равновесие	255
5.4. Фотодиссоциация. Поглощение диссоциирующего излу- чения	257
5.5. Химические реакции кислородных компонент	262
5.6. Диффузия	264
5.7. Распределения частиц в экзосфере	266
5.8. Среднемассовые движения. Геоострофическое приближе- ние. Роль ионного трения и вязкости	271
5.9. Ветры в термосфере от солнечного и высокоширотного источников	274
5.10. Изменения состава, связанные с термосферной циркуля- цией	279
5.11. Приливы	281

5.12. Акустико-гравитационные волны	288
5.13. Планетарные волны	298
5.14. Тепловой режим нейтральной атмосферы	299
5.14.1. Уравнение теплового баланса	299
5.14.2. Нагрев солнечным излучением	301
5.14.3. Нагрев выпадающими частицами	303
5.14.4. Джоулев нагрев	305
5.14.5. Охлаждение за счет излучения	307
5.15. Вариации параметров и модели нейтральной атмосферы	309

Глава 6

ПРОЦЕССЫ В ИОНОСФЕРЕ И ВЫСОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

6.1. Общая характеристика высотного распределения ионосферных параметров	316
6.2. Фотохимические процессы в ионосфере	322
6.2.1. Процессы ионизации	322
6.2.2. Химические реакции	336
6.2.3. Колебательно-возбужденный молекулярный азот. Колебательная температура	353
6.2.4. Упрощенные фотохимические модели. Квадратичный и линейный законы потерь электронов. Эффективный коэффициент рекомбинации.	356
6.3. Процессы переноса и их влияние на распределение заряженных частиц	361
6.3.1. Времена жизни и времена переноса	361
6.3.2. Одноионная замагниченная плазма (высоты 200—500 км). Амбиполярная диффузия. Ветровое увлечение. Электромагнитный дрейф	363
6.3.3. Роль процессов вертикального переноса в формировании F2-слоя. Ионосферно-протоносферные потоки	367
6.3.4. Статическое распределение заряженных частиц в многокомпонентной внешней ионосфере	374
6.3.5. Диффузия в многокомпонентной внешней ионосфере	379
6.3.6. Роль инерции ионов. Стационарный полярный ветер	382
6.3.7. Нестационарные процессы наполнения и опустошения геомагнитных силовых трубок	386
6.3.8. Перенос заряженных частиц в E- и F1-областях ионосферы и его влияние на высотные профили концентраций ионов и электронов	389
6.3.9. Эффекты трехмерности переноса заряженных частиц в ионосфере	393
6.4. Тепловой режим заряженных компонент ионосферной плазмы	396
6.4.1. Локальный и нелокальный нагрев электронного газа	396
6.4.2. Теплообмен электронов с нейтральным и ионным газами	398
6.4.3. Высотное распределение температур ионов и электронов	401

Глава 7

РЕГУЛЯРНЫЕ ВАРИАЦИИ ИОНОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ В РАЗЛИЧНЫХ ШИРОТНЫХ ЗОНАХ

7.1.	Широтное районирование ионосферы	404
7.2.	Вариации в средних широтах	405
7.2.1.	Область D	405
7.2.2.	Регулярный E -слой	410
7.2.3.	Слой F_1	417
7.2.4.	Спорадический слой E_s и ночная долина между E и F -слоями	419
7.2.5.	Область F_2 и внешняя ионосфера (плазмосфера)	423
7.3.	Низкоширотная ионосфера	431
7.3.1.	Особенности наблюдаемого поведения ионосферных параметров в низких широтах (морфология вариаций)	431
7.3.2.	Физическая интерпретация наблюдаемого поведения экваториальной ионосферы	437
7.4.	Субавроральная ионосфера	440
7.4.1.	Главный ионосферный провал, провал легких ионов и плазмопауза. Результаты наблюдений	440
7.4.2.	Механизмы формирования провала. Теоретическое моделирование субавроральной ионосферы	442
7.5.	Высокоширотная ионосфера	453
7.5.1.	Нижняя ионосфера высоких широт	453
7.5.2.	F_2 -область высокоширотной ионосферы	456

Глава 8

ИОНОСФЕРНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ

8.1.	Типы ионосферных возмущений. Каналы передачи энергии от Солнца. Общая морфологическая картина и физическая схема развития ионосферных возмущений	458
8.2.	Ионосферные эффекты ионизирующего волнового и корпускулярного излучения солнечных вспышек	461
8.2.1.	Внезапные ионосферные возмущения	461
8.2.2.	Поглощение в полярной шапке	463
8.3.	Ионосферные эффекты высыпаний энергичных частиц из магнитосферы	465
8.3.1.	Авроральное поглощение	465
8.3.2.	Поглощение на средних широтах	467
8.3.3.	Эффекты высыпаний в E - и F -областях ионосферы	469
8.4.	Ионосферные эффекты магнитосферных электрических полей	471
8.5.	Ионосферные эффекты магнитосферного кольцевого тока	478
8.6.	Эффекты термосферных возмущений	480
8.6.1.	Ионосферные эффекты внутренних гравитационных волн (перемещающиеся ионосферные возмущения)	481
8.6.2.	Эффекты крупномасштабных возмущений термосферной циркуляции. Суперпозиция эффектов от различных источников	483
	Заключение	488
	Литература	493