



С.-И. АКАСОФУ
С. ЧЕПМЕН



СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ ФИЗИКА



СОЛНЕЧНО-
ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА

SOLAR-TERRESTRIAL
PHYSICS

AN ACCOUNT OF THE WAVE AND
PARTICLE RADIATIONS FROM THE QUIET
AND THE ACTIVE SUN, AND OF THE
CONSEQUENT TERRESTRIAL PHENOMENA

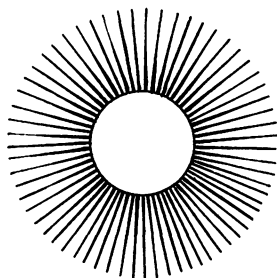
BY
SYUN-ICHI AKASOFU

AND
SYDNEY CHAPMAN

OXFORD
AT THE CLARENDON PRESS
1972

С.И. АНАСОФУ

С. ЧЕПМЕН



СОЛНЕЧНО-
ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА

1

ЧАСТЬ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО

В. П. ГОЛОВКОВА, К. И. НИКОЛЬСКОЙ, Л. А. ЮДОВИЧ

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

Г. М. НИКОЛЬСКОГО, В. А. ТРОИЦКОЙ, Я. И. ФЕЛЬДШТЕЙНА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

МОСКВА 1974

Фундаментальный труд одного из крупнейших геофизиков С. Чепмена и его сотрудника С. И. Акасофу подводит итоги достижениям солнечно-земной физики — научного направления, охватывающего многообразные влияния Солнца и его излучений на различные земные явления.

В первую часть вошли разделы, посвященные физике солнечно-земных связей для спокойного Солнца. Авторы знакомят читателя с Солнцем как звездой, характером его излучения, особенностями межпланетной среды. Далее следуют разделы, описывающие Землю, ее внутреннее строение, геомагнитное поле, его вариации и происхождение. Затем подробно рассматривается земная атмосфера, происходящие в ней фотохимические реакции, а также поведение ионов и нейтральных частиц в верхней атмосфере. Заключительные разделы посвящены динамике верхней атмосферы, в том числе циркуляции атмосферы, приливным колебаниям и динамо-эффекту.

Энциклопедический характер книги, простота и доступность изложения, умение авторов выявить основные физические черты явлений, богатейшая библиография — все это привлекает к книге внимание широкого круга специалистов, а также студентов и аспирантов.

Редакция космических исследований, астрономии
и геофизики

С. И. Акасофу, С. Чепмен
СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ ФИЗИКА

Редактор Э. А. Медушевская. Художник В. С. Акопов. Художественный редактор И. А. Шаврова. Технический редактор Т. А. Максимова.

Сдано в набор 6/V 1974 г. Подписано к печати 18/IX 1974 г. Бумага тип. № 2. 60×90 1/16 — =12 бум. л. 21 печ. л. Уч.-изд. л. 24,71. Изд. № 27/7474. Цена 2 р. 71 к. Зак. 329.

Издательство «Мир», Москва, 1-й Рижский пер., 2. Ярославский полиграфкомбинат «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Ярославль, ул. Свободы, 97

ОТ РЕДАКТОРОВ РУССКОГО ИЗДАНИЯ

Космические исследования и осуществление целого ряда международных программ научных исследований стимулировали существенный прогресс солнечно-земной физики — научного направления, родившегося на стыке физики Солнца, физики плазмы, космической физики и физики верхней атмосферы. Выдающиеся успехи солнечно-земной физики в последние несколько лет связаны с экспериментальными исследованиями околоземного космического пространства и окрестностей ближайших планет солнечной системы, а также появившимися возможностями построения количественных моделей и физических теорий процессов взаимодействия всего спектра солнечных излучений с атмосферой и магнитным полем Земли. Не менее существенно и появление новых, а также совершенствование традиционных методов исследования процессов в околоземном космическом пространстве при помощи наземных средств.

Монография С. И. Акасофу и С. Чепмена является результатом многолетнего труда двух выдающихся зарубежных ученых, чьи оригинальные исследования во многом способствовали становлению солнечно-земной физики как науки и ее развитию. В ней содержится исчерпывающий систематизированный обзор современного состояния теоретических и экспериментальных знаний по основным разделам солнечно-земной физики. Принципиальная ценность книги в том, что она охватывает практически все аспекты науки, указанной в заглавии: от ядерных реакций в центре Солнца до внутренней структуры Земли и других планет. Это — крупное достижение, учитывая довольно ограниченный объем монографии. Разумеется, энциклопедический характер книги поневоле ограничил изложение ряда проблем, часть которых рассмотрена в очень сокращенном виде, другие только упомянуты, а кое-что опущено совсем. Следует отметить и некоторый субъективизм в изложении определенных проблем солнечно-земной физики, отражающий личную точку зрения авторов. Однако, даже если она и не является общепринятой, читатели с интересом ознакомятся с мнением выдающихся исследователей. К сожалению, в книге иногда опущены гипотезы и предположения, отличные от тех, которые разделяют авторы. В частности, не упомянута концепция фазы зарождения магнитосферной суббури, предложенная как первая фаза суббури в работах советских и зарубежных ученых в 1970 г.

Авторы проделали огромную работу по извлечению научной информации из обширной литературы и ее синтезу. В библиографии содержится около 3500 статей, из них три четверти опубликованы после 1966 г. Поэтому монография может служить своеобразным справочником — как источник информации об уже достигнутых результатах и при планировании новых исследований.

При русском переводе книги было признано целесообразным разбить ее на две части, являющиеся в значительной степени независимыми. В первой части, содержащей четыре главы, рассматривается излучение спокойного Солнца, магнитное поле Земли и влияние солнечного излучения на земную атмосферу до высот внешней ионосферы. Во второй части, также состоящей из четырех глав, содержится описание процессов в земной магнитосфере и активных процессов на Солнце, приводящих к магнитосферным возмущениям.

Широкий круг проблем, рассмотренных в монографии с единой точки зрения: физика Солнца, солнечный ветер, межпланетная среда, космические лучи, аэрономия, физика магнитосферы, радиационные пояса, активные процессы на Солнце, возмущения в межпланетном пространстве и в магнитосфере, физика авроральных явлений, — будет способствовать устойчивому интересу к монографии как начинающих специалистов, желающих получить общее представление об основах солнечно-земной физики, так и исследователей, у которых возникла необходимость в получении более детальных сведений о достижениях в смежных областях. Монография богата новыми идеями, которые могут явиться отправной точкой для дальнейших научных исследований в период международных программ исследований околоземного космического пространства, в частности проекта «Международное исследование магнитосферы». На решение проблем, перечисленных в заключительных замечаниях, будет направлено внимание ученых, активно работающих в этой области знания, ибо это необходимо для лучшего понимания природы солнечных и магнитосферных бурь.

Г. М. Никольский

В. А. Троицкая

Я. И. Фэльдштейн

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К АНГЛИЙСКОМУ ИЗДАНИЮ

Эта книга посвящена многообразным воздействиям Солнца на верхнюю атмосферу Земли и окружающее поле излучения. Эти воздействия осуществляются частично солнечным ультрафиолетовым и рентгеновским излучением, а частично корпускулярным излучением Солнца.

Рассматриваемый в книге объект исследований охватывает околоземное космическое пространство, в котором решающую роль играет плазма; процессы, происходящие в этой области, выдвигают много проблем, общих для физики магнитосферы, физики Солнца, астрофизики и физики плазмы.

Начало современного рассмотрения этого специфического предмета относится к концу прошлого столетия, когда такие пионеры, как Кристиан Биркеланд и Карл Штёрмер, были увлечены изучением полярных сияний, задавшись целью раскрыть их тайны. А в первую половину нынешнего столетия был заложен прочный фундамент физики полярных сияний, геомагнетизма, а также новых отраслей науки — физики ионосферы, аэронамики и физики космических лучей.

Осуществление программы Международного Геофизического Года (1957—1958) вызвало бурный рост исследований солнечно-земных связей, который продолжается и в настоящее время. Этот период навсегда войдет в историю как начало космической эры. Именно тогда начались интенсивные исследования нашего «далекого» космического окружения при помощи искусственных спутников и космических аппаратов; в этот же период было положено прочное основание солнечно-земной физике как современной многоотраслевой области науки.

Сейчас имеется быстро растущее число превосходных монографий, написанных как отдельными авторами, так и авторскими коллективами, а также обзорных статей по различным аспектам сол-

нечно-земной физики, но все возрастающий объем знаний, охватываемый солнечно-земной физикой, приводит к необходимости дать последовательное, достаточно краткое и в то же время достаточно исчерпывающее изложение этого предмета. Предлагаемая книга представляет собой попытку ответить на брошенный временем вызов.

Цель этой книги — дать обзор проблемы в целом, а также различных ее аспектов для специалистов в области солнечно-земной физики, физики Солнца, астрофизики и физики плазмы, а также для студентов, приступающих к самостоятельной научной работе. Для облегчения пользования книга снабжена обширной библиографией, включающей учебные руководства, монографии и многочисленные статьи. Особенностью книги является большое число иллюстраций — по аналогии с книгой «Геомагнетизм», которую можно рассматривать как предшественницу данной. Однако читатели должны иметь в виду, что для всемерного сокращения объема пояснения к иллюстрациям и детали математических выкладок сведены к минимуму. По той же самой причине мы отказались от цитирования оригинальных работ. Для восполнения указанных пробелов мы попытались дать возможно более полный перечень литературы.

Мне доставляет большое удовольствие поблагодарить сэра Эдварда Булларда за предложение написать эту книгу и за многочисленные замечания по рукописи.

Подготовка к написанию книги началась в 1964 г. В августе 1966 г. мы консультировались в Кембридже с сэром Эдвардом Буллардом относительно тем, которые должны найти отражение в этой книге.

Сама работа над рукописью началась летом 1969 г. в Боулдере, Колорадо. Находясь в Колледже, Аляска, в феврале 1970 г. я предложил Чепмену отложить завершение рукописи до следующего года. Чепмен отверг мое предложение, и мы работали день и ночь; это оказался последний случай моего прямого сотрудничества с ним.

Первый вариант рукописи был представлен издательству Кларендон Пресс в апреле 1970 г. Таким образом, эта книга действительно представляет собой результат совместной работы. Окончательный вариант рукописи был закончен в феврале 1971 г.

Как жаль, что Чепмен не дожил до момента, чтобы увидеть вышедшую книгу, в которую он вложил так много и в которой он сумел так далеко заглянуть вперед.

Сам он был в числе пионеров солнечно-земной физики и возглавлял это направление в течение полувека.

И мне — и я глубоко уверен, что и Чепмену тоже — хотелось бы выразить глубокую признательность всем тем, кто помог нам в работе над рукописью.

*Геофизический институт
Аляскинский ун-т
Колледж, Аляска*

С. И. Акасофу

ВАЖНЕЙШИЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- A — коэффициент (сечение) фотопоглощения,
 Q — экваториальный радиус Земли ($= 6,378 \cdot 10^8$ см),
 B — магнитная индукция,
 b — параметр диффузии,
 C — скорость ионообразования при химических процессах,
 C_{st} — штермеровская единица,
 c — скорость света,
 D — коэффициент диффузии,
 D_e — коэффициент турбулентной диффузии,
 E — напряженность электрического поля,
 e — единичный заряд (в индексе — обозначение электрона),
 F — сила,
 \mathcal{F} — поток,
 f — частота,
 f — сплюснутость эллипсоида,
 G — постоянная тяготения,
 g — ускорение силы тяжести,
 H — шкала высот,
 H — горизонтальная компонента геомагнитного поля,
 h — постоянная Планка,
 h — высота,
 I — магнитное наклонение,
 I — интенсивность излучения,
 i — индекс, обозначающий ионы,
 J — интенсивность частиц ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$),
 J — второй адиабатический инвариант,
 j — сила тока,
 K — коэффициент теплопроводности,

- k — постоянная Больцмана,
 k_1, k_2, \dots — коэффициенты скоростей химических реакций,
 L — параметр,
 L — скорость потерь ионов,
 L_{\odot} — светимость Солнца,
 l_D — дебаевский радиус,
 M — масса Земли,
 \mathcal{M} — магнитный момент Земли,
 M — число Маха,
 M_{\odot} — масса Солнца,
 m — масса частицы,
 \bar{m} — средняя молекулярная масса,
 N — концентрация частиц,
 n — показатель преломления (в индексе обозначает нейтральные частицы),
 P — скорость фотоионизации,
 p — давление,
 Q — поперечное сечение,
 R — универсальная (газовая) постоянная,
 R_{\odot} — радиус фотосферы Солнца,
 r — радиальное расстояние,
 S — функция источника,
 T — температура,
 t — время,
 V — магнитный потенциал,
 V — скорость солнечного ветра,
 v — скорость,
 X, Y, Z — компоненты магнитного поля (направленная на север, восток и вверх соответственно),
 Z — заряд атомного ядра,
 α — питч-угол,
 α — коэффициент рекомбинации,
 α_T — коэффициент термодиффузии,
 β — коэффициент прилипания,

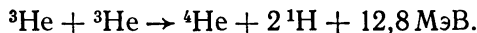
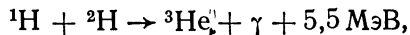
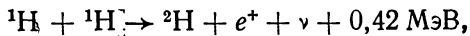
- γ — отношение теплоемкостей,
 ϵ — энергия,
 η — параметр модуляции космических лучей,
 η — число пар ионов, образованных при поглощении единичной энергии,
 θ — коширота (дополнение широты до 90°),
 Λ — инвариантная долгота,
 λ — широта,
 λ — средняя длина свободного пробега,
 λ — длина волны,
 μ — жесткость,
 μ — магнитный момент заряженной частицы,
 μ — коэффициент вязкости,
 ν — частота столкновений,
 ρ — плотность,
 ρ — гирорадиус,
 Σ — проинтегрированная по высоте проводимость,
 σ — проводимость,
 σ — радиус малой частицы,
 Φ — инвариантная долгота,
 Φ, Ψ — потенциальные функции,
 φ — долгота,
 φ — поток частиц,
 χ — зенитный угол Солнца,
 Ω — угловая скорость вращения Земли,
 Ω_{\odot} — угловая скорость вращения Солнца,
 ω — круговая частота.

ГЛАВА 1

СОЛНЦЕ И МЕЖПЛАНЕТНОЕ ПРОСТРАНСТВО

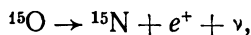
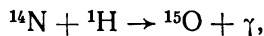
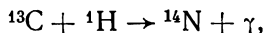
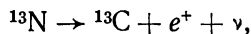
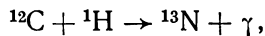
1.1. СОЛНЦЕ КАК ЗВЕЗДА

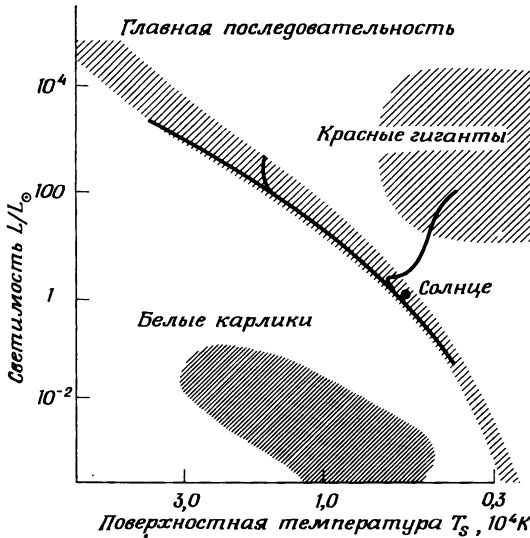
Солнце — типичная звезда главной последовательности спектрального класса G; оно находится на расстоянии около 33 000 световых лет от центра Галактики в глубинах одного из ее спиральных рукавов, рукава Ориона. Масса Солнца $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$ г; радиус его (по границе видимого диска) $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^5$ км. Температура в центре Солнца по оценкам должна быть выше $1,5 \cdot 10^7$ К. В центре Солнца протоны превращаются в ядра гелия в результате термоядерных реакций — протон-протонной и реакций углеродного цикла. Протон-протонная реакция включает следующие преобразования ядер:



Здесь e^+ , ν и γ — соответственно позитрон, нейтрино и гамма-излучение. Таким образом, четыре протона, превращаясь в ядра гелия, освобождают энергию 26,2 МэВ (с учетом энергии, выделяющейся при аннигиляции позитрона с электроном; кинетическая энергия нейтрино во внимание не принимается). Это соответствует энергии $6,3 \cdot 10^{18}$ эрг на 1 г водорода.

В центральной области Солнца температура может быть достаточно высокой для течения реакций углеродного цикла, поставляющих ядра гелия:

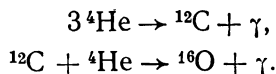




Р и с. 1.1. Диаграмма Герцшпрунга — Рассела. Светимость звезд L в единицах светимости Солнца L_{\odot} (ось ординат) сопоставляется с поверхностной температурой T_s (ось абсцисс) [8].

Ядерная энергия, генерируемая таким образом, быстро преобразуется в локальную тепловую энергию, и поток энергии устремляется наружу.

Считается, что Солнце образовалось в результате уплотнения межзвездной материи в рукаве Ориона около $4,5\text{--}5,0 \cdot 10^9$ лет назад и вошло в группу звезд главной последовательности (см. диаграмму Герцшпрунга — Рассела, рис. 1.1). Изменения во внутреннем строении, обусловленные ядерными реакциями, являются решающим фактором, определяющим эволюцию Солнца. Сгорание водорода в недрах звезды приводит к формированию гелиевого ядра, и, поскольку это ядро растет, реакции должны протекать в тонком наружном слое. Тем временем температура ядра может стать достаточно высокой, для того чтобы реакции углеродного цикла стали доминирующим процессом. В результате таких изменений Солнце, по-видимому, сойдет с главной последовательности диаграммы в сторону группы красных гигантов (рис. 1.1). В конце концов водород в ядре будет исчерпан; дальнейшее повышение центральной температуры теперь будет происходить за счет процессов сгорания гелия:



В ходе дальнейшей эволюции Солнца путем все более сложных реакций ядерного синтеза будут формироваться более тяжелые яд-

ра. Эволюционный путь Солнца на диаграмме пройдет от группы красных гигантов к группе белых карликов. Если бы структура Солнца на этой стадии стала неустойчивой, то оно могло бы взорваться как сверхновая, а выброшенное вещество послужило бы материалом для формирования нового поколения звезд.

Тепловая энергия, генерируемая в центральной области (ядре) звезды при сгорании водорода, переносится наружу двояким путем: излучением и конвекцией. Фотоны и энергичные частицы, испускаемые ядром, сразу же поглощаются в вышележащем слое. Этот слой излучает новые фотоны в соответствии с законом Кирхгофа. Формула Планка дает распределение интенсивности излучения, возникающего в слое при температуре T . Поглощаясь и переизлучаясь последовательно во все более высоких удаленных от центра слоях, лучистая энергия движется наружу в соответствии с уравнением переноса излучения

$$\cos\theta \frac{dI_\nu(\theta, \tau)}{d\tau} = I_\nu(\theta, \tau) - S_\nu(\theta, \tau).$$

Здесь

I_ν — интенсивность излучения с частотой ν ,

S_ν — функция источников для частоты ν ,

θ — угол между направлением эмиссии и солнечным радиусом,

τ — оптическая толщина.

Однако во внешних слоях Солнца конвекция оказывается более эффективной, чем перенос энергии излучением. Тепловая энергия переносится вверх горячим восходящим газом; по мере расширения поднимающегося газа энергия рассеивается, а охлажденный газ затем опускается.

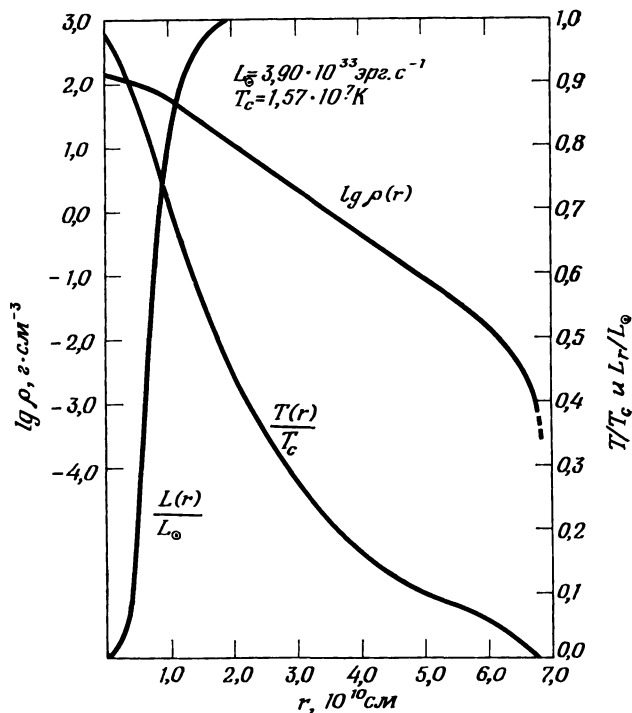
Если Солнце находится в состоянии гидростатического равновесия, то физические параметры внутри него могут быть оценены из данных ниже дифференциальных уравнений; граничными условиями будут следующие: на поверхности Солнца температура и давление полагаются равными нулю, а полная масса и светимость равны наблюдаемым значениям M_\odot и L_\odot ($=3,90 \cdot 10^{33}$ эрг/с).

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{G \rho m}{r^2}, \quad m = 4\pi \int_0^r \rho r^2 dr,$$

$$\frac{L_r}{4\pi r^2} = - \frac{4ac T^3}{3\kappa\rho} \frac{dT}{dr}, \quad L_r = 4\pi \int_0^r \epsilon \rho r^2 dr.$$

Здесь p , ρ и T — давление, плотность и температура на расстоянии r ; m — масса, ограниченная радиусом r , и L_r — полное излучение этой массы.

Символы G , a , c , κ , ϵ имеют их обычное значение, а именно: гравитационная постоянная $6,668 \cdot 10^{-8}$ дин·см²·г⁻²; постоянная плотности излучения $7,56 \cdot 10^{-15}$ эрг·см⁻³·К⁻⁴; скорость света $2,998 \times$



Р и с. 1.2. Распределение плотности вещества ρ , температуры T и светимости L внутри Солнца [16, 20].

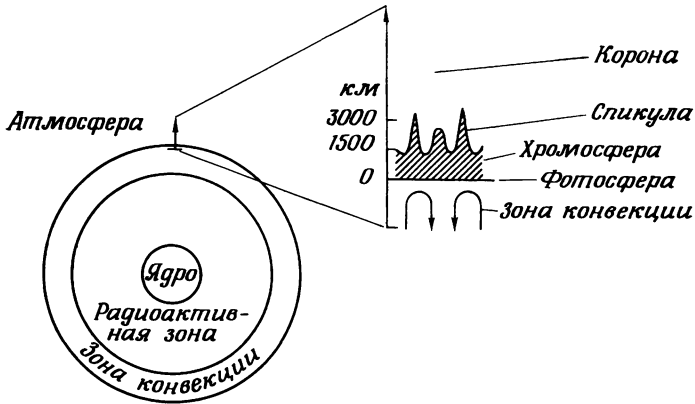
$\times 10^{10}$ см·с $^{-1}$; коэффициент поглощения и излучательная способность соответственно. На рис. 1.2 показано распределение ρ , T и L , внутри Солнца по оценкам Сирса [16].

1.2. АТМОСФЕРА СОЛНЦА

Хотя Солнце целиком находится в газообразном состоянии, особо выделяется его внешняя часть, состоящая из трех слоев: фотосферы, хромосферы и короны (рис. 1.3), именуемая солнечной атмосферой.

1.2.1. ФОТОСФЕРА

Фотосфера — это слой Солнца, который виден как яркий диск в белом свете. Фотографии показывают, что диск неоднороден по яркости — наблюдается *потемнение к краю* (рис. 1.4а). Оно объясняется тем, что свет от лимба приходит из выше расположенных слоев Солнца, более холодных, чем области, видимые в центре диска. Урав-



Р и с. 1.3. Внутреннее строение Солнца и строение его атмосферы.

нение переноса излучения было впервые применено к явлению потемнения к краю Эддингтоном, получившим первое приближенное решение типа

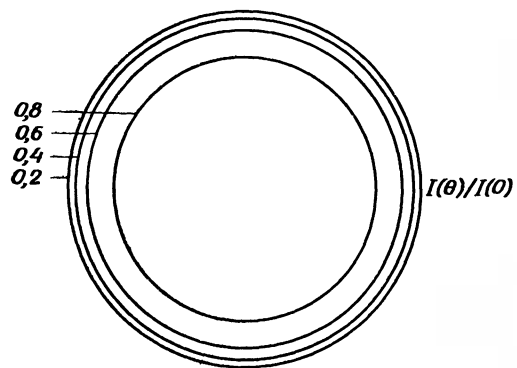
$$I(\theta) / I(0) = \frac{2}{5} + \frac{3}{5} \cos \theta.$$

Особенность фотосферы — наличие *грануляции* (гранулы имеют вид рисовых зерен; величина гранул порядка 1000 км); считается, что гранулы связаны с конвективными процессами, рассмотренными в разд. 1.1.

1.2.2. ХРОМОСФЕРА

Над фотосферой плотность газа резко уменьшается. Область над поверхностью фотосферы, простирающаяся до высоты порядка 1500 км, называется *хромосферой*. Впервые хромосфера была обнаружена в XIX в. во время солнечного затмения как темно-красное светящееся кольцо, которое вспыхивает на несколько секунд до и после полной фазы. Темно-красное свечение обязано главным образом излучению в линии $H\alpha$.

Хромосфера в горизонтальном направлении неоднородна, за исключением, быть может, слоев, расположенных непосредственно вблизи фотосферы; верхней хромосфере присуща ячеистая структура, названная *хромосферной сеткой*. Последняя связана с крупномасштабными конвективными элементами в фотосфере (*супергрануляция*), имеющими в диаметре 30 000 км. По краям супергранул в большом количестве располагаются струи, поднимающиеся до высот около 3000 км, так называемые *спикулы*, имеющие около 500 км в диаметре и образующие «кусты», простирающиеся в вышележащие области, в корону. Каждая спикула имеет короткое время жизни,



Р и с. 1.4а. Распределение светимости по солнечному диску.



Р и с. 1.4б. Фотография Солнца в мягких рентгеновских лучах (44—60 Å), полученная Андервудом и Мьюни [94].

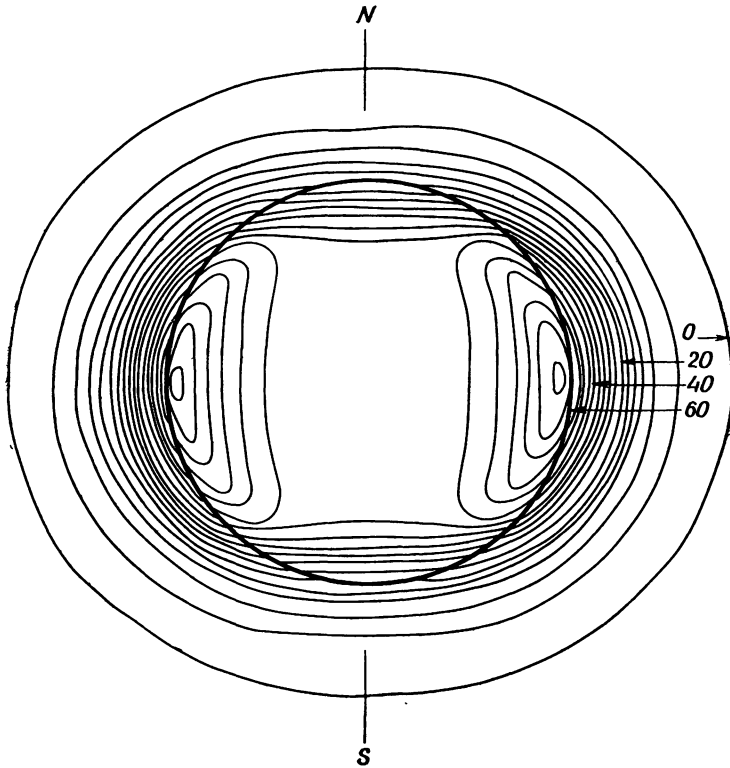


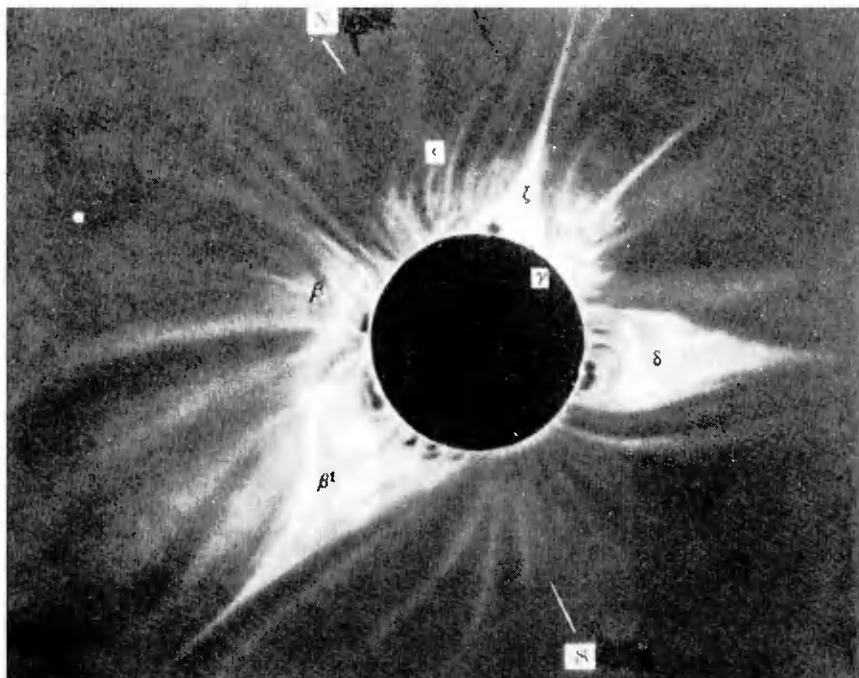
Рис. 1.4в. Распределение яркости спокойного Солнца по наблюдениям на волне 21 см [74].

порядка 15 мин. Структура хромосферы крайне сложна. Это хорошо видно на фотографиях, полученных с помощью фильтра, пропускающего излучение $\text{H}\alpha$.

1.2.3. КОРОНА

Корона видна во время полного солнечного затмения как слабое свечение вокруг Солнца (рис. 1.5а). Ее температура порядка 10^6 К. Считается, что ударные волны, исходящие из грануляционного слоя фотосферы, переносятся через хромосферу в корону, где их энергия диссипирует в локальную тепловую энергию. Это еще один путь оттока энергии из фотосферы.

Корона отнюдь не является сферически однородной; она имеет весьма сложную тонкую структуру в виде лучей, полярных щеток, опахал, арок и шлемов (рис. 1.5а; см. также рис. 1.15). Эти образо-



Р и с. 1.5а. Фотография солнечной короны, полученная во время затмения 12 ноября 1966 г. Ньюкиркком и Альтшулером [69].

вания тесно связаны с конфигурацией магнитного поля в короне и подвержены систематическим изменениям в течение цикла солнечных пятен. На рис. 1.5б показана конфигурация магнитного поля в короне, построенная на основании данных о фотосферном поле [68] (разд. 1.5.3).

О высокой температуре короны свидетельствует присутствие в спектре короны эмиссионных линий, испускаемых высокоионизованными атомами, такими, как FeX, FeXIV, CaXV. Соответствующие линии: 6374 Å (красная), 5303 Å (зеленая) и 5694 Å (желтая); их потенциалы ионизации равны 233, 355 и 821 эВ. Главная причина ионизации — соударения с высокотемпературными электронами.

Излучение короны состоит из трех частей, обозначаемых *L*, *K* и *F*. Спектр *L* состоит из эмиссионных линий высокоионизованных атомов. Высокотемпературные электроны в короне, рассеивающие фотосферное излучение, создают частично поляризованную *K*-корону; ее спектр подобен фотосферному, но без фраунгоферовых линий (разд. 1.3.1), которые «замыты» эффектом Допплера на высокотем-

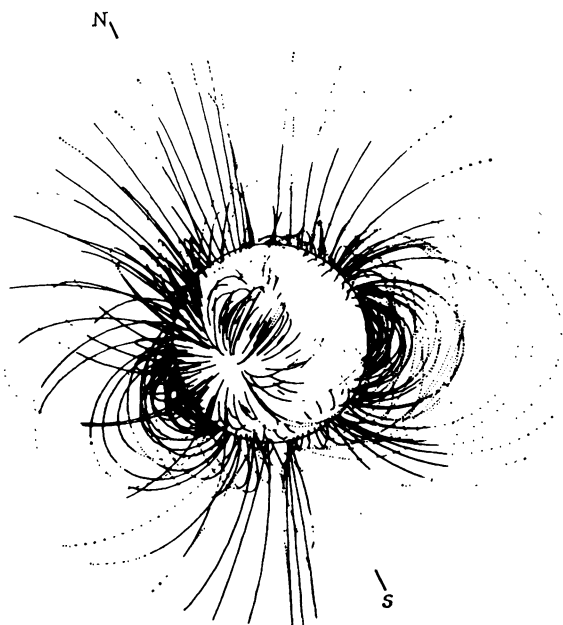


Рис. 1.56. Конфигурация солнечных магнитных полей во время затмения, построенная на основании распределения магнитных полей в фотосфере. Между корональными лучами и магнитными силовыми линиями северного полушария имеется прекрасное геометрическое подобие [68].

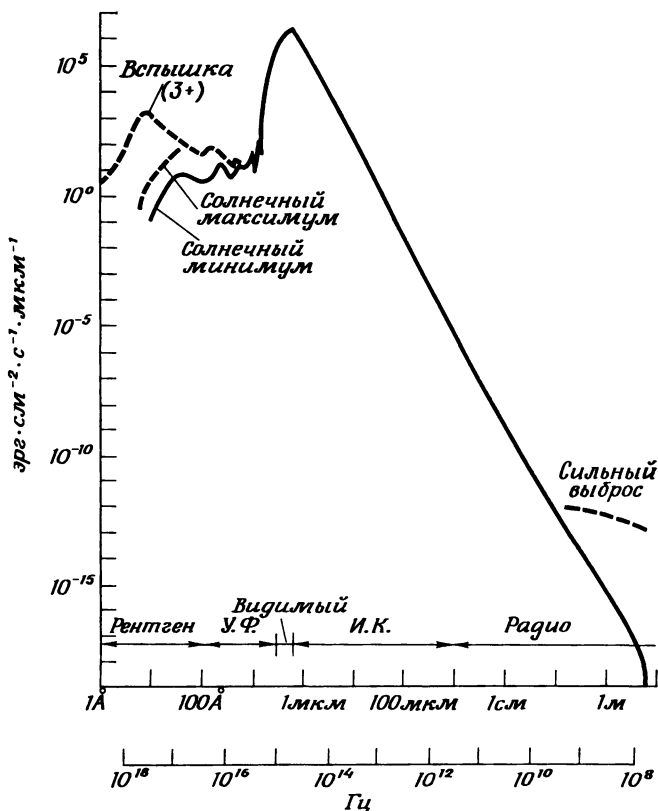
пературных электронах. *F*-корона обусловлена частицами межпланетной пыли на больших расстояниях от Солнца, которые рассеивают и поляризуют фотосферное излучение. *F*-корона переходит в зодиакальный свет (разд. 1.7).

Потоки горячего коронального газа вытекают в межпланетное пространство со скоростью порядка нескольких сотен километров в секунду, образуя так называемый солнечный ветер (разд. 1.4).

1.3. СОЛНЕЧНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (СПОКОЙНОЕ СОЛНЦЕ)

1.3.1. ВИДИМОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (КОНТИНУУМ С ФРАУНГЕФЕРОВЫМИ И ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ)

Значительная доля энергии, освобождающейся в процессе сгорания водорода внутри Солнца, в виде излучения уходит через фотосферу в межпланетное пространство. Фотосфера является непо-



Р и с. 1.6. Солнечный спектр от 1 \AA до 10 м при различных условиях на Солнце [61].

средственным источником солнечного непрерывного спектра, который аппроксимируется как излучение черного тела при температуре $T = 5800 \text{ К}$ в соответствии с законом Планка (рис. 1.6). Солнечная постоянная, т. е. поток солнечной радиации на верхней границе земной атмосферы, проинтегрированная по всему спектру, была недавно точно измерена на высоте 82 км ; она равна $1,952 \text{ кал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1} = 136,1 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ [59].

Солнечный спектр испещрен большим числом темных линий, называемых *фраунгоферовыми*. Они образуются в результате поглощения непрерывного излучения различными химическими элементами в солнечной атмосфере. Сильнейшие из них — это H (3968 \AA) и K (3934 \AA), расположенные на фиолетовой границе видимого спектра, линии однократно ионизованного кальция, а также H α (6563 \AA) — линия водорода.

Когда свет очень яркой фотосферы проходит через хромосферу, хромосферные атомы и молекулы избирательно поглощают энергию, образуя существенную часть фраунгоферовых линий в чернотельном непрерывном спектре. Во время полных солнечных затмений мы можем наблюдать хромосферу вблизи лимба солнечного диска, т. е. в отсутствие яркого фона; тогда хромосфера видна как излучающий слой. Эмиссионные линии вспыхивают точно в длинах волн линий поглощения, наблюдавшихся непосредственно перед затмением; поэтому спектр хромосферы, полученный во время затмений, называется *спектром вспышки*.

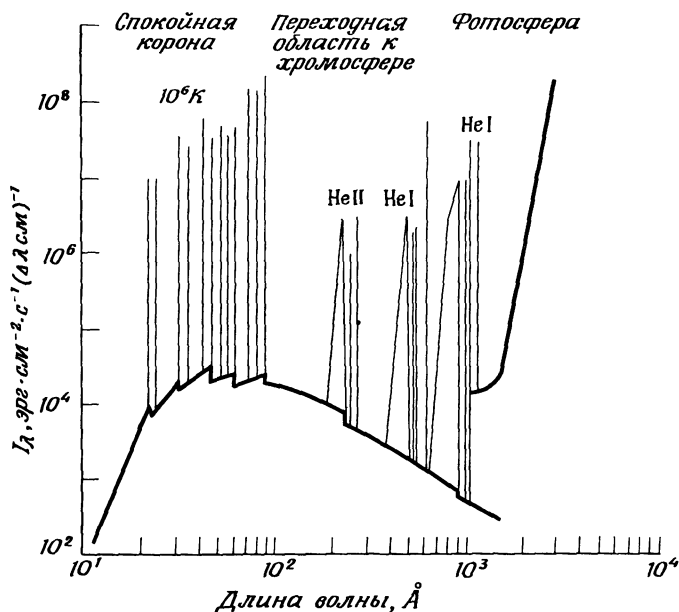
Солнечное электромагнитное излучение характеризуется весьма протяженным спектром, приблизительно от 1 \AA (10^{-8} см) до более чем 10 м (10^3 см) (рис. 1.6). И хромосфера, и корона являются источниками значительной части излучения, лежащего вне пределов видимого спектра.

1.3.2. РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛУЧИ И ИЗЛУЧЕНИЕ В ДАЛЕКОМ УЛЬТРАФИОЛЕТЕ

Поскольку температура коронального газа порядка 10^6 К , существенная часть его теплового излучения приходится на рентгеновский и ультрафиолетовый диапазоны. Тепловое излучение возникает в результате либо свободно-свободных (тормозное излучение), либо свободно-связанных (рекомбинации) переходов. Многие эмиссионные линии (оптические электронные переходы) также лежат в рентгеновской области спектра. Теоретические оценки излучения в эмиссионных рентгеновских линиях были выполнены Элвертом [37], Мандельштамом [62] и другими (рис. 1.7). На рентгеновской фотографии Солнца ($44\text{--}60 \text{ \AA}$) (рис. 1.4) видно уярчение к лимбу, указывающее на рост корональной температуры с высотой. Видны также яркие пятна на диске; это активные области, которые будут рассмотрены в разд. 7.1 и 7.2.

Наиболее существен непрерывный спектр в области длин волн короче 15 \AA , обусловленный рекомбинационным излучением углерода, азота, кислорода и других тяжелых ионов. Между 20 и 100 \AA вносят значительный вклад все три типа эмиссии. Интегральный поток рентгеновского излучения составляет (на расстоянии Земли) $0,15 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ во время минимума и $0,5\text{--}1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ во время максимума активности. В табл. 1.1 даны типичные потоки солнечного излучения в далекой ультрафиолетовой области и рентгеновском диапазоне в период МГСС*), проинтегрированные по различным интервалам длин волн на расстоянии 1 а. е. Интенсивность заметно меняется, потому что активные области могут вносить существенное добавление к относительно спокойной компоненте потока. Пока γ -излучение регистрировалось только во время солнечных вспышек.

*) Международный год спокойного Солнца.



Р и с. 1.7. Рентгеновский и ультрафиолетовый спектры Солнца по оценкам Элверта [37].

Горячие области в хромосфере также являются источниками ультрафиолетового излучения, в том числе линии $\text{L}\alpha$ лаймановского континуума, линии He I 584 Å и He II 304 Å (рис. 1.7). Излучение короны и хромосферы способствует формированию земной ионосферы.

Таблица 1.1

Интенсивность солнечного спектра в далеком ультрафиолете на расстоянии в 1 а. е. (МГСС) [46]

Длина волны, Å	Фотон $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$
1775—1325	$2,7 \cdot 10^{12}$
1325—1027	$3,5 \cdot 10^{11}$
1027— 911	$1,2 \cdot 10^{10}$
911— 796	$1,3 \cdot 10^{10}$
796— 630	$4,6 \cdot 10^9$
630— 460	$6,1 \cdot 10^9$
460— 370	$1,4 \cdot 10^9$
370— 280	$7,3 \cdot 10^9$
280— 205	$1,9 \cdot 10^9$
205— 165	$7,0 \cdot 10^9$
165— 60	$7,5 \cdot 10^8$
60— 31	$1,2 \cdot 10^8$

1.3.3. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ

Солнечное радиоизлучение разделяют на тепловое и нетепловое. Тепловое радиоизлучение обусловлено свободно-свободными переходами электронов в поле протонов; нетепловая компонента возникает частично как результат ларморовского гравитационного взаимодействия частиц плазмы и частично как результат колебаний плазмы. Интенсивность тепловой компоненты довольно постоянна, тогда как нетепловое излучение возникает преимущественно в активных областях Солнца и потому весьма переменна (разд. 7.2). На рис. 1.4в показано распределение яркости по диску Солнца на волне 21 см [74]. Здесь мы вновь можем видеть уярчение на лимбе, а также отметить, что радио-Солнце больше видимого.

1.4. СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР

1.4.1. ТЕОРИИ

В 1957 г. Чепмен проанализировал протяженность солнечной короны в рамках статической модели, используя уравнения гидростатического равновесия и теплопроводности:

$$\frac{dp}{dr} = -\rho g, \quad (1)$$

$$\mathcal{F} = -4\pi r^2 K \frac{dT}{dr}. \quad (2)$$

Здесь \mathcal{F} — поток тепла, p и ρ — давление и плотность коронального газа на расстоянии r от центра Солнца, g — ускорение силы тяжести, K — коэффициент теплопроводности и T — температура. Концентрация и температура коронального газа (который, как полагают, представляет собой полностью ионизованную водородную плазму) соответственно даются уравнениями

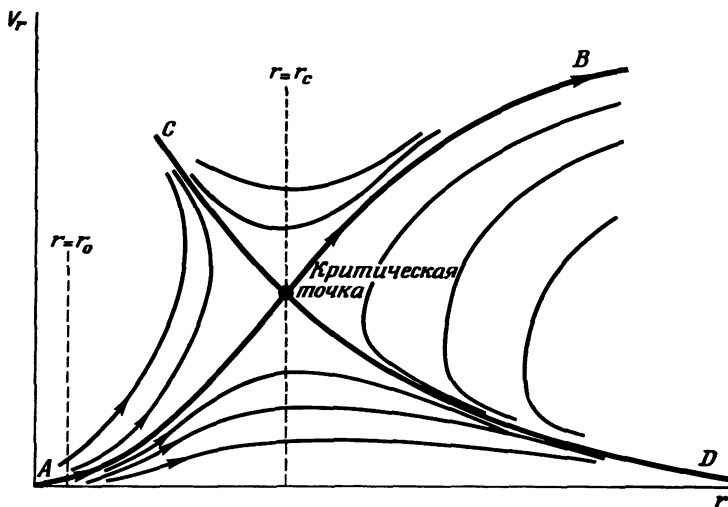
$$\frac{n}{n_0} = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2/7} \exp\left\{-\frac{7r_0}{5H_0}\left[1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-5/7}\right]\right\}, \quad (3)$$

$$T = T_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^{2/7},$$

$$H_0 = 2kT_0 / m_H g_0, \quad (4)$$

где индекс 0 означает, что символ относится к нулевому корональному уровню ($r = r_0$), и m_H — масса атома водорода.

Уравнение (4) показывает, что температура растет, хотя и очень медленно, с удалением от Солнца. Это привело Чепмена к заключению, что внешняя атмосфера Солнца простирается далеко, вплоть

Р и с. 1.8а. Схема топологии решения $V_r(r)$ [164].

до Земли, так что Земля с ее атмосферой погружена в горячий корональный газ.

Паркер [164] заменил уравнение (1) динамическим уравнением

$$\rho(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p - \rho \mathbf{g} \quad (5a)$$

или

$$V_r \frac{dV_r}{dr} = -\frac{1}{nm_H} \frac{d}{dr} (2nkT) - \frac{GM_\odot}{r^2}, \quad (5b)$$

где V_r — радиальная скорость коронального газа. Используя также уравнение неразрывности

$$\nabla(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (6a)$$

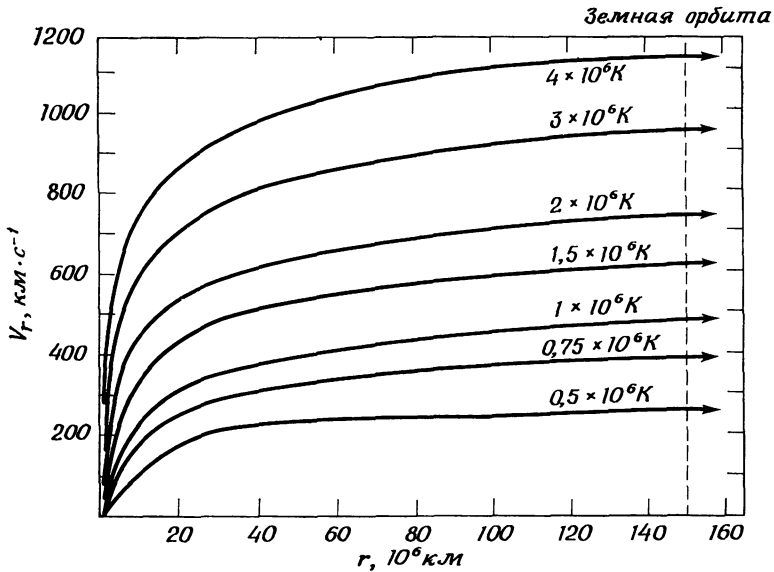
имеем

$$n(r) V_r(r) r^2 = n_0 V_{r_0} r_0^2. \quad (6b)$$

Комбинируя уравнения (5б) и (6б), получим

$$\frac{dV_r}{dr} \left(V_r - \frac{2kT}{m_H V_r} \right) = -\frac{2k r^2}{m_H} \frac{d}{dr} \left(\frac{T}{r^2} \right) - \frac{GM_\odot}{r^2}. \quad (7)$$

Если T известна как функция V_r , то это уравнение можно проинтегрировать. Решение уравнения дает семейство кривых в плоскости V_r (рис. 1.8а). В этом общем случае возможны два типа решений в зависимости от того, каким образом корона нагревается снизу.



Р и с. 1.86. Изменение скорости солнечного ветра как функция расстояния от Солнца для различных значений температуры короны [164].

Паркер полагал, что поток тепла, поступающий в корону снизу, создает изотермический слой с $T = T_0 = \text{const}$, и особо выделил частное решение, проходящее через (критическую) точку (r_c , V_c):

$$r_c = \frac{GM_{\odot} m_{\text{H}}}{4k T_0}, \quad V_c = \left(\frac{2k T_0}{m_{\text{H}}} \right)^{1/2}.$$

В таком случае решение имеет вид

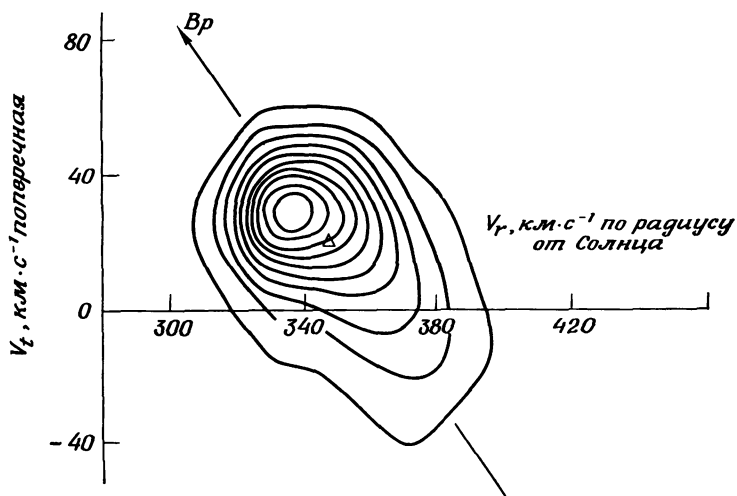
$$\frac{V_r^2}{V_c^2} - \ln \left(\frac{V_r^2}{V_c^2} \right) = -3 + 4 \ln \frac{2V_c^2 r}{\omega^2 r_0} + \frac{2\omega^2 r_0}{V_c^2 r}, \quad (8)$$

где $\omega = (GM_{\odot}/r_0)^{1/2}$. Полагая $T_0 = 1,0 \cdot 10^6$ К, $r_0 = 7 \cdot 10^{10}$ см и $n_0 = 2 \cdot 10^8$ см⁻³, получим

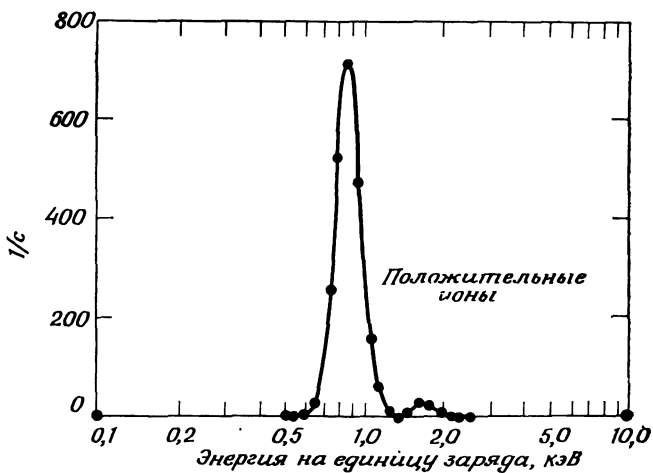
$$r_c = 4 \cdot 10^{11} \text{ см} \approx 6R_{\odot},$$

$$V_r(r = 1 \text{ а. е.}) \approx 500 \text{ км/с}.$$

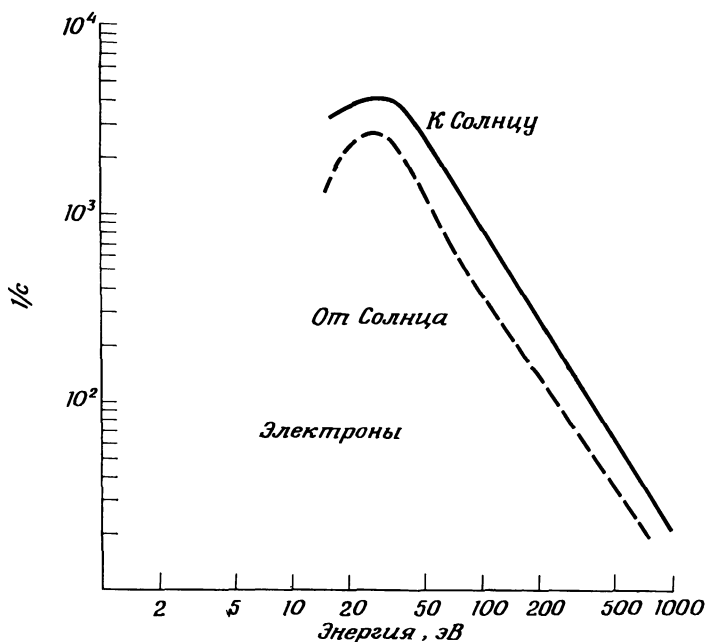
Это частное решение показывает, что радиальная скорость истечения коронального газа монотонно возрастает до сверхзвуковых значений после прохождения критической точки, находящейся на расстоянии нескольких солнечных радиусов. Предполагается, что на



Р и с. 1.9а. Контуры типичного распределения скоростей протонов. По абсциссе отложены значения компоненты V_r , а V_t — компонента, перпендикулярная к V_r . B_p — направление межпланетного магнитного поля [144].



Р и с. 1.9б. Энергетический спектр положительных ионов (на 1 заряд) [143].



Р и с. 1.9в. Энергетический спектр электронов [159].

расстояниях, превышающих критическое, корональный газ расширяется адиабатически; на больших расстояниях

$$V_r \sim 2V_c \{\ln(r/r_0)\}^{1/2}.$$

Это явление непрерывного истечения коронального газа в условиях спокойного Солнца было названо Паркером *солнечным ветром*. На рис. 1.8б изменение скорости солнечного ветра представлено как функция расстояния от Солнца для различных температур в короне.

Однако если приток тепла имеет место только у основания короны (например, за счет теплопроводности), то расширяющийся корональный газ не может преодолеть поля тяготения Солнца и истечение газа остается субзвуковым на всех расстояниях. Существующие солнечного ветра свидетельствуют о наличии более эффективного механизма нагрева короны, чем просто теплопроводность через основание последней. Более того, Паркер показал, что солнечный ветер имеет место, если T уменьшается медленнее, чем $1/r$; в противном случае расширение, сопутствующее нагреву, не может преодолеть тяготение.

Различные модели солнечного ветра анализировались затем в работах [135, 162, 172, 178, 185, 186]. Их результаты суммированы Хундхаузенем [139] в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Солнечный ветер (различные теории) на 1 а. е. [139]

Модель	Скорость, км/с	Плотность, см ⁻³	Температура, К
Паркер ($T_0 = 1,22 \cdot 10^6$ К)	550	24	—
Нобл и Скарф (без учета вязкости)	352	6,75	$2,8 \cdot 10^5$
Ванг и Чанг (без учета вязкости)	260	8	$1,6 \cdot 10^5$
Ванг, Лиу, Чанг (вязкость учтена)	165	8,5	$9,0 \cdot 10^4$
Старрок и Хартл	270	13	$4,4 \cdot 10^3$, протоны $3,5 \cdot 10^6$, электроны

1.4.2. НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Протоны солнечного ветра имеют радиальные и трансверсальные компоненты скорости V_r и V_t соответственно. Таким образом, распределение их скоростей можно обозначить как $f(V_r, V_t)$. На рис. 1.9а даны изолинии функции f в плоскости (V_r, V_t) для значений функции 0,1; 0,2 и т. д. вплоть до ее максимальной величины, а также направление межпланетного магнитного поля \mathbf{B}_p . Если хаотическое движение протонов солнечного ветра изотропно, контуры должны представлять собой окружности, расположенные concentрично вокруг среднего значения; в действительности распределение несколько анизотропно, так что контуры вытянуты в направлении $-\mathbf{B}_p$. Функция распределения энергии, приходящейся на один заряд, в солнечном ветре дана для положительных зарядов на рис. 1.9б. Поток имеет два пика: больший пик обязан протонам, меньший соответствует удвоенной энергии на заряд по сравнению с первым пиком. Это наводит на мысль о существовании ионов He^{++} (α -частиц), движущихся с теми же скоростями, что и протоны. Установлено, что ионы He^{++} имеют приблизительно такие же средние хаотические скорости, что и протоны. Последнее свидетельствует о том, что температура ионов He^{++} приблизительно в четыре раза выше температуры протонов. Функция распределения энергии для электронов представлена на рис. 1.9в. В табл. 1.3 [139] суммированы основные свойства солнечного ветра спокойного Солнца. Измеренные плотности меньше рассчитанных теоретически (табл. 1.2).

Таблица 1.3

Наблюдаемые параметры солнечного ветра [139]

Скорость потока	Величина	320 км/с
	Направление	Из области 1,5° восточнее Солнца
Плотность	H ⁺	5 см ⁻³
	He ⁺⁺ /H ⁺	0,045
	Другие положительные ионы	Меньше 0,5% от H ⁺
Температура	H ⁺	4 · 10 ⁴ К
	He ⁺⁺	1,6 · 10 ⁵ К
	e	10 ⁵ К

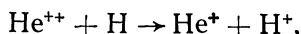
1.4.3. СОСТАВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Хотя солнечный ветер состоит главным образом из H⁺ и ⁴He⁺⁺, были также обнаружены другие составляющие, в том числе ³He⁺⁺, ⁴He⁺, O⁺⁵, O⁺⁶ и O⁺⁷.

Хундхаузен, Джильберт и Бэйм [145] показали, что в стационарных корональных потоках скорости образования и исчезновения *i*-го иона должны быть сбалансированы членом $\nabla \cdot (n_i \mathbf{V}_i)$, так что

$$\nabla \cdot (n_i \mathbf{V}_i) = c_{i-1} n_{i-1} n_e - (c_i + \alpha_i) n_i n_e + \alpha_{i+1} n_{i+1} n_e,$$

где c_i и α_i — соответственно коэффициенты ионизации электронным ударом и рекомбинации. Они решили это уравнение численно для ионов кислорода от O⁺⁵ до O⁺⁸ и показали, что состояние ионизации расширяющейся корональной плазмы определяется условиями в недрах короны (1,7 R_☉) и остается без изменений на всем пути через межпланетное пространство. Таким образом, используя отношения типа O⁺⁷ : O⁺⁶ : O⁺⁵ = 2 : 1 : 0,1, можно было бы рассчитать температуру области, в которой возникает солнечный ветер. Авторы показали, что одинаковая концентрация O⁺⁶ и O⁺⁷ соответствует температуре расширяющейся короны около 2 · 10⁶ К; при такой температуре отношение концентраций O⁺⁵/O⁺⁶ должно быть 0,005 вместо наблюдаемого 0,1. Далее, при такой температуре отношение He⁺/He⁺⁺ должно быть много меньше (10⁻⁶) наблюдаемой величины (10⁻³). Авторы работы [145] полагают, что в солнечном ветре присутствуют атомы нейтрального водорода, которые взаимодействуют с He⁺⁺:



изменяя отношение He⁺/He⁺⁺. Необходимая для этого процесса концентрация H равна 10⁻² см⁻³. Соответствующее отношение H/H⁺

порядка 10^{-2} невозможно при температуре $2 \cdot 10^6$ К. Межпланетный водород рассматривается ниже, в разд. 1.4.5.

1.4.4. КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Полагая, что солнечный ветер состоит только из полностью ионизованного водорода, Паркер [165] оценил различные физические параметры частиц солнечного ветра [177].

а) Дебаевский радиус l_D (см):

$$l_D = (kT/4\pi c^2 ne^2)^{1/2} \approx 6,9 (T/n)^{1/2}.$$

б) Среднее время между соударениями τ_{Dp} (с) для протонов со средней квадратичной скоростью v :

$$\tau_{Dp} \approx 3 \cdot 10^{-12} v^3 / n \ln \Lambda \approx 1,5 \cdot 10^{-13} v^3 / n,$$

$$\Lambda = 1,24 \cdot 10^4 T^{3/2} / n^{1/2}, \quad \ln \Lambda \approx 22.$$

в) Средняя длина свободного пробега λ (см) для протонов и электронов с тепловой скоростью v (v_i или v_e):

$$\lambda \approx v \tau.$$

г) Теплопроводность K_{\parallel} и K_{\perp} (эрг/см·с·град):

$$K_{\parallel} \approx 6 \cdot 10^{-7} T^{5/2}, \quad K_{\perp} \approx K_{\parallel} / (1 + \omega_e^2 \tau_{De}^2),$$

здесь τ_{De} — время между соударениями электронов и

$$\omega_e = eB / m_e.$$

д) Вязкость μ_{\parallel} и μ_{\perp} (г/см·с):

$$\mu_{\parallel} = 1,2 \cdot 10^{-16} T^{5/2}, \quad \mu_{\perp} \approx \mu_{\parallel} / (1 + \omega_p^2 \tau_{Dp}^2).$$

е) Рекомбинационное время τ_R (с):

$$\tau_R = 1 / \alpha n, \quad \alpha = 6 \cdot 10^{-11} / T^{1/2} \text{ см}^3 / \text{с}.$$

ж) Ионизационное время τ_I (с): $\tau_I = 1/nQv_e$; $Q \approx 7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ для электронов с энергией от 50 до 100 эВ.

з) Электропроводность σ_{\parallel} и σ_{\perp} (СГСМ):

$$\sigma_{\parallel} \approx 2,22 \cdot 10^{-14} T^{3/2}, \quad \sigma_{\perp} \approx \sigma_{\parallel} / (1 + \omega_e^2 \tau_{De}^2).$$

В табл. 1.4 даны оценки потока и плотности энергии в спокойном солнечном ветре на расстоянии 1 а. е. Полное давление (кинети-

ческое плюс магнитное) в солнечном ветре порядка $(2,9 \pm 1,5) \cdot 10^{-10}$ дин/см² [99].

Таблица 1.4

Поток и плотность энергии в солнечном ветре спокойного Солнца на 1 а. е. [142]

Плотность потока протонов	$2,4 \cdot 10^8$ см ⁻² ·с ⁻¹
Плотность потока кинетической энергии	$0,22$ эрг/см ² ·с
Плотность потока тепла, проводимого электронами	$\sim 0,01$ эрг/см ² ·с
Плотность потока тепла, проводимого протонами	$\sim 10^{-5}$ эрг/см ² ·с
Плотность кинетической энергии	$7 \cdot 10^{-9}$ эрг/см ³
Плотность тепловой энергии протонов	$6 \cdot 10^{-11}$ эрг/см ³
Плотность тепловой энергии электронов	$1,5 \cdot 10^{-10}$ эрг/см ³
Плотность энергии магнитного поля	10^{-10} эрг/см ³

1.4.5. ВНЕШНЕЕ МЕЖПЛАНЕТНОЕ ПРОСТРАНСТВО

Если горячая звезда погружена в среду, состоящую в основном из водорода, последний ионизуется в пределах определенного расстояния от звезды. Эта область называется *областью* III; она окружена зоной нейтральных атомов водорода II. Определяя внешнюю границу области III с помощью условия $n_H / n_e = 1$, можно оценить грубо ее радиус r_1 . Число рекомбинаций дается выражением

$$3,3 \cdot 10^{-6} n_e^2 G(T) / T^{3/2},$$

где $G(T)$ — известная функция температуры [158].

В стационарных условиях эта величина была бы равна числу фотоионизаций $P n_H$, где P — число актов ионизации в 1 с. Если бы межпланетный водород находился в состоянии покоя и ионизационного равновесия, то радиус предполагаемой области III вокруг Солнца выражался бы как

$$r_1 = \left\{ T^{3/2} P_E / 3,3 \cdot 10^{-6} n_e G(T) \right\}^{1/2} \text{ а. е.},$$

где индекс E показывает, что P относится к расстоянию $r = 1$ а. е., $P_E = 10^{-7} \text{ с}^{-1}$. При $T = 10^4$ К и $n_e = 10 \text{ см}^{-3}$ формула дает $r_1 = 200$ а. е. [110]. (Ср. с расстоянием до Плутона, равным 39,5 а. е.)

Поскольку межпланетный газ не находится в покое, проблема определения протяженности области III усложняется. Предполагая существование равновесия между динамическим давлением солнечного ветра и магнитным давлением в спиральном рукаве, Дэвис [122] и Эксфорд, Десслер и Готтлиб [104] получили следующее выражение для радиуса r'_1 в межпланетном пространстве (в а. е.):

$$\frac{n_E m V_{rE}^2}{r_1'^2} \approx \frac{B_g^2}{8\pi} \text{ или } r_1' \approx \frac{V_{rE}}{B_g} (8\pi n_E m)^{1/2}.$$



Р и с. 1.10. Структура переходной области между межпланетным и межзвездным пространством [104].

Результатом этих реакций является поток энергичных нейтральных атомов водорода ($T \approx 10^4$ К) и холодное облако протонов ($T \approx 10^2$ К) на границе области. Таким образом, часть этих атомов водорода внедряется во внутреннее межпланетное пространство. Эта проблема рассматривалась также Паттерсоном, Джонсоном и Хансоном [167], которые считают, что такой механизм должен приводить к концентрации нейтральных атомов водорода порядка $0,02 \text{ см}^{-3}$ вблизи Земли, если ударная граница располагается на $r_1 = 200$ а. е. (рис. 1.11). Однако Хундхаузен [139] пересмотрел эту проблему и нашел, что столь высокая плотность атомов водорода может иметь место, только если $r_1 < 5$ а. е.

Атомы нейтрального водорода в межпланетном пространстве рассеивают солнечное и галактическое $L\alpha$ -излучение. Курт и Сюняев [154] показали, что интенсивность $L\alpha = 3 \cdot 10^7$ эрг/($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}$) в межпланетном пространстве, наблюдаемая с АМС «Венера-2» и «Венера-3», может быть объяснена рассеянием солнечного излучения межпланетным водородом при концентрации порядка 10^{-2} см^{-3} .

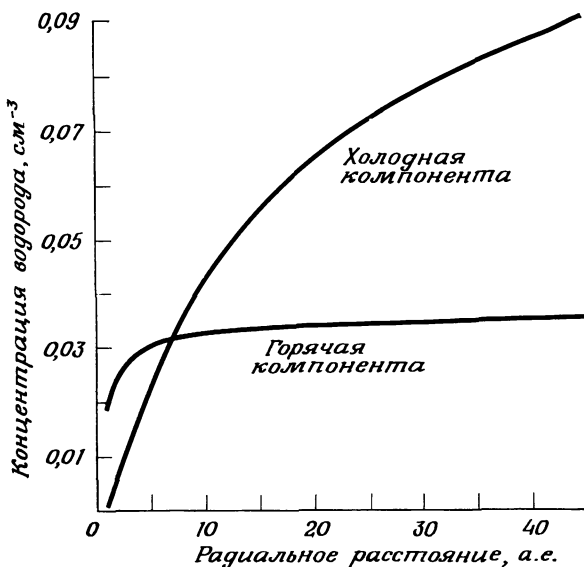
Геометрия внешней границы межпланетного пространства зависит от скорости Солнца (19 км/с) относительно облаков межзвездного водорода. Блюм и Фаар [108] высказывают предположение, что в результате указанного движения должен возникнуть высокоанизотропный поток водородных атомов через межпланетное пространство.

При $V_{rE} = 300$ км/с, $n_E = 10 \text{ см}^{-3}$ и $B_g = 10^{-5}$ Гс

$$r_1 \approx 60 \text{ а. е.}$$

Эксфорд и др. [104] допускали, что на границе находится ударная переходная область типа оболочки, где частицы солнечного ветра термализуются, т. е. энергия направленного движения преобразуется в тепловую энергию (рис. 1.10). В [104] также предполагается, что описанная простая картина затем усложняется за счет явления перезарядки между термализованными протонами солнечного ветра и нейтральными атомами водорода:





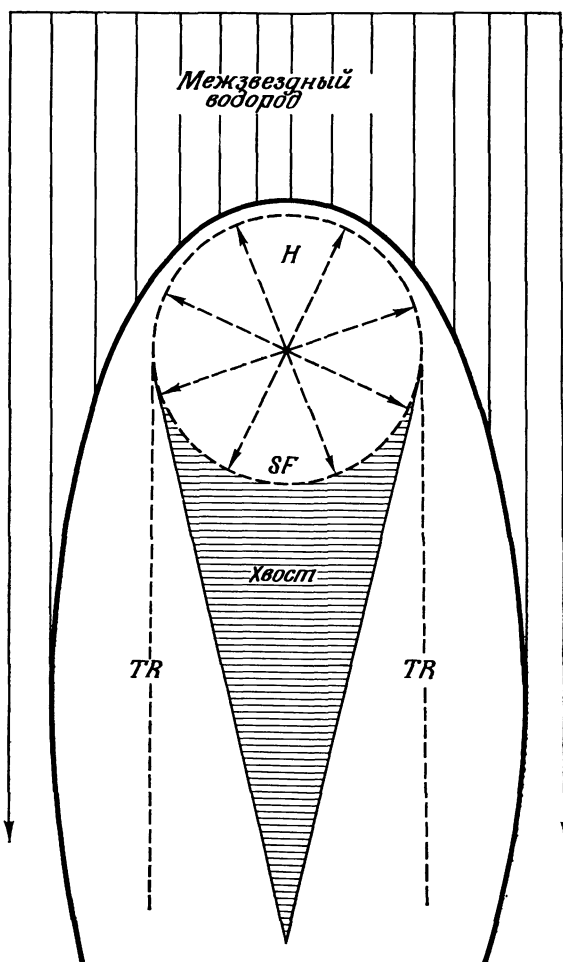
Р и с. 1.11. Распределение нейтрального водорода в межпланетном пространстве [167].

во, а также подобная хвосту область «водородной» тени, как показано на рис. 1.12 (координаты апекса собственного движения солнечной системы: $\alpha = 270^\circ$, $\delta = +30^\circ$). Блюм и Фаар [109] считают, что $L\alpha$ -излучение рассеивают атомы межпланетного водорода, движущиеся в противоположном направлении, и поэтому в этой части неба излучение $L\alpha$ должно иметь максимальную интенсивность. Чамберс, Фелан, Фуллер и Кунц [118] наблюдали максимум интенсивности $L\alpha$ в предсказанном направлении. Берто и Бламон (1970 г.) и Томас и Красса (1971 г.) получили аналогичные результаты на орбитальной обсерватории OGO-5.

1.5. СОЛНЦЕ И МЕЖПЛАНЕТНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

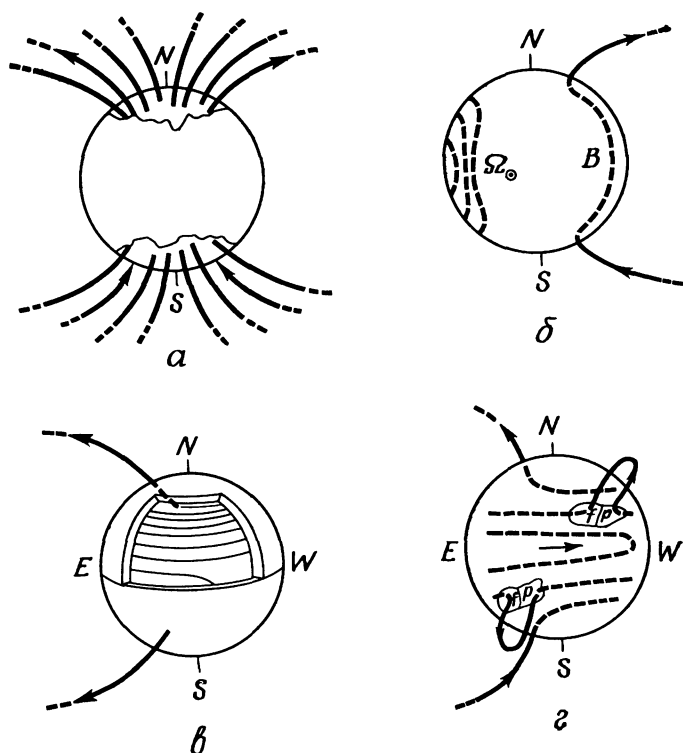
1.5.1. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЦА

Солнце обладает сложной системой магнитных полей, которая в крупном масштабе может быть представлена как комбинация слабых протяженных униполярных областей и компактных интенсивных полей противоположной полярности (биполярные области). В малом масштабе магнитные поля имеют тонкую структуру с характерными размерами, определяемыми грануляцией.



Р и с. 1.12. Предполагаемая картина взаимодействия между межзвездным водородом и солнечной системой как результат собственного движения Солнца: гелиосфера (H), ударный фронт (SF), хвост и переходная область (TR) [108].

Вообще говоря, северная и южная полярные зоны Солнца заняты униполярными областями противоположной полярности; полярность меняется каждые 11 лет. Это специфическое распределение отчасти ответственно за похожую на диполь *видимую* конфигурацию магнитного поля Солнца, которая следует из структуры солнечной короны; по этой же причине считалось, что Солнце обладает общим магнитным полем дипольного характера.



Р и с. 1.13. Эволюция солнечного магнитного поля [196].

В средне- и низкоширотных поясах располагаются как униполярные, так и значительно более сильные биполярные области. Обычно хорошо развитая биполярная область может быть отождествлена с двумя темными деталями, называемыми *солнечными пятнами*. Два пятна имеют противоположную полярность. Однако на ранней стадии бывает видно только одно пятно, так называемое ведущее (предшествующее) пятно, или *p*-пятно. Развитие солнечных пятен описано более детально в разд. 7.1.

В каждой полусфере Солнца полярность ведущих пятен совпадает с таковой же для униполярной околополюсной области. Таким образом, полярность *p*-пятен меняется каждые 11 лет.

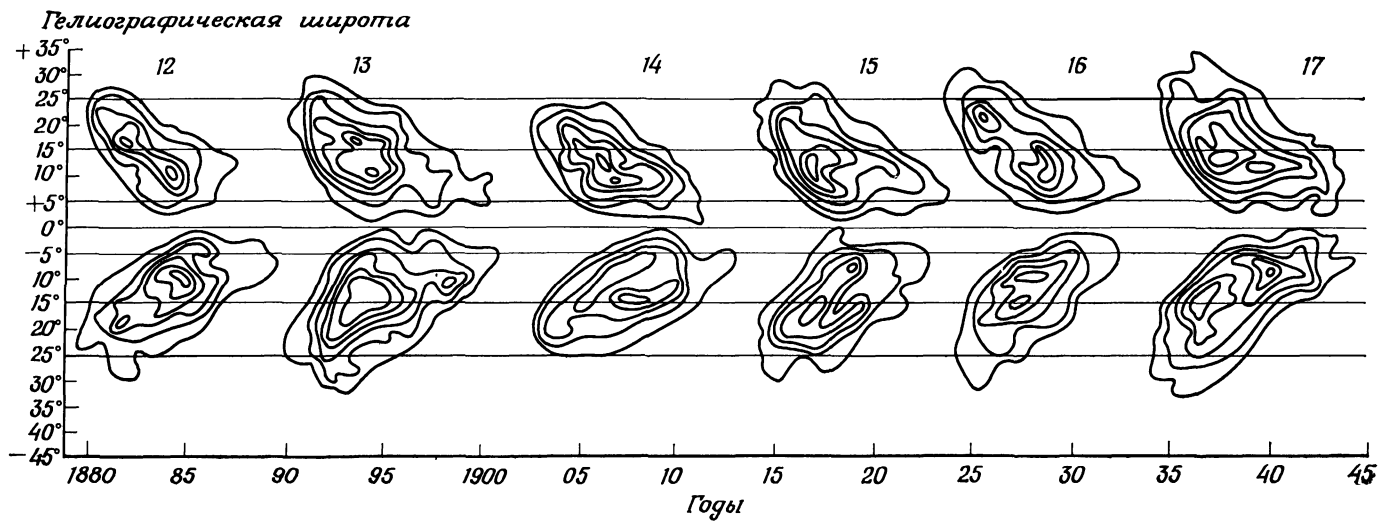
Униполярные и биполярные поля тесно связаны между собой. В модели, предложенной Бэбкоком [196], главный источник поля располагается неглубоко под поверхностью фотосферы, за исключением полярных областей, где он всплывает на поверхность. Предполагается, что в некоторую начальную эпоху поле является чисто полоидальным (рис. 1.13, а и б). В результате неравномерного вра-

щения Солнца экваториальные области вращаются быстрее, чем полярные (периоды соответственно равны 25 и 35 сут), погруженная часть поля вытягивается, а конфигурация становится тороидальной с напряженностью $(2-4) \cdot 10^3$ Гс. На рис. 1.13,в схематически показано, как формируется тороидальное поле вследствие неравномерности вращения Солнца. Процесс усиления, по существу, аналогичен механизму генерации тороидального магнитного поля в земном ядре (разд. 2.4). Такое усиление поля приводит к неустойчивости погруженных магнитных силовых трубок.

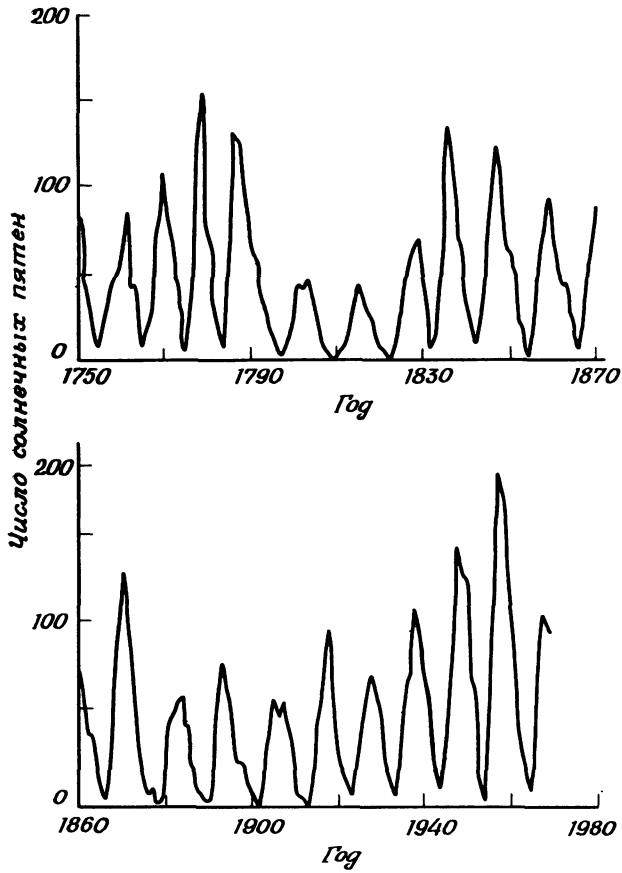
Части неустойчивых магнитных трубок поднимаются к поверхности фотосферы и дальше, в хромосферу и корону (рис. 1.13,г). Всплывшая магнитная трубка дважды пересекает поверхность фотосферы, как раз в солнечных пятнах. В ходе каждого 11-летнего цикла солнечных пятен первое поднятие, или выброс, магнитной трубки происходит в поясе на средних широтах ($30-40^\circ$) как в северном, так и в южном полушарии. Оба пояса неустойчивости смещаются постепенно к экватору. Это хорошо иллюстрируется посредством так называемых «бабочек» Маундер (рис. 1.14а). Число актов всплывания трубок значительно увеличивается по мере продвижения пояса неустойчивости к экватору, так что число солнечных пятен на диске Солнца быстро растет, достигая максимума на широтах около $10-20^\circ$, а затем медленно уменьшается. Солнечные пятна могут почти совершенно исчезнуть с солнечного диска в конце их дрейфа к экватору; затем начинается новый подъем в поясе на средних широтах. Продолжительность дрейфа пояса неустойчивости к экватору, а следовательно, и цикл солнечных пятен около 11 лет (рис. 1.14б). В ходе развития цикла солнечной активности неравномерность вращения Солнца и конвективные движения фотосферного газа ведут к увеличению площади солнечных пятен; в то же время p -пятна имеют тенденцию к некоторому сдвигу в направлении к экватору относительно f -пятна (последующего относительно p -пятна. — *Ред.*). 11-летний цикл солнечных пятен отчетливо иллюстрируется серией кальциевых спектрогелиограмм. На рис. 1.14в показаны подобные снимки, полученные в течение двух последних солнечных циклов. Можно видеть появление двух поясов активности (по одному в каждой полусфере) и их дрейф к экватору в продолжение каждого цикла.

Неравномерное вращение и конвекция являются главными факторами в процессе перераспределения магнитных полей, всплывающих из-под фотосферы. Со временем, в конце цикла, мигрирующее к полюсу поле оказывается достаточно сильным, чтобы изменить знак первоначального околополюсного поля. Таким образом, знак униполярного поля меняется приблизительно каждые 11 лет. Теория, созданная Бэбкоком, была развита далее Лейтоном [236, 237].

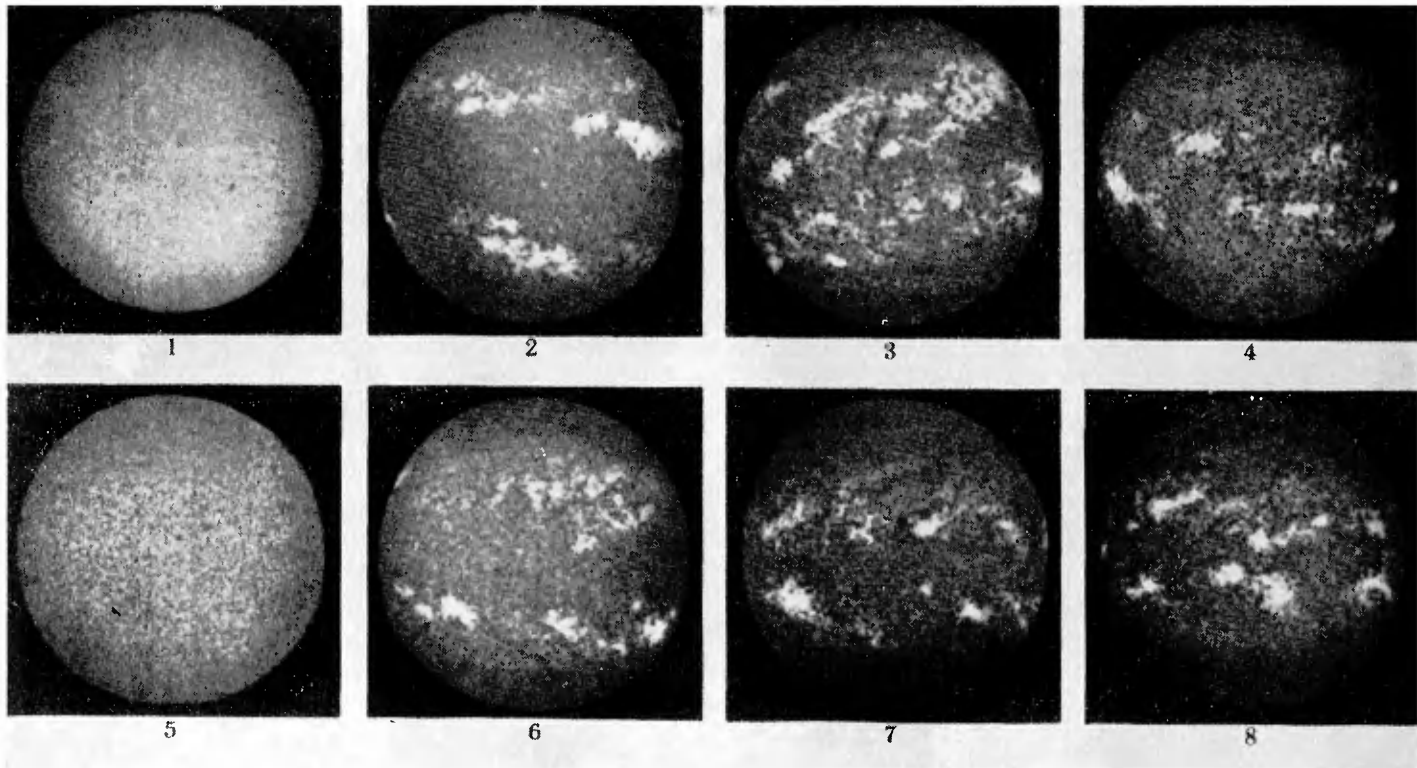
Крупномасштабные изменения магнитного поля в течение цикла солнечных пятен проявляются также в изменениях структуры коро-



Р и с. 1.14а. «Бабочки» — диаграммы солнечных пятен [197].

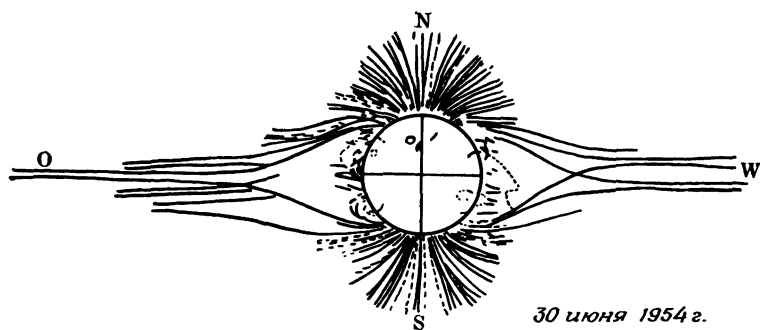
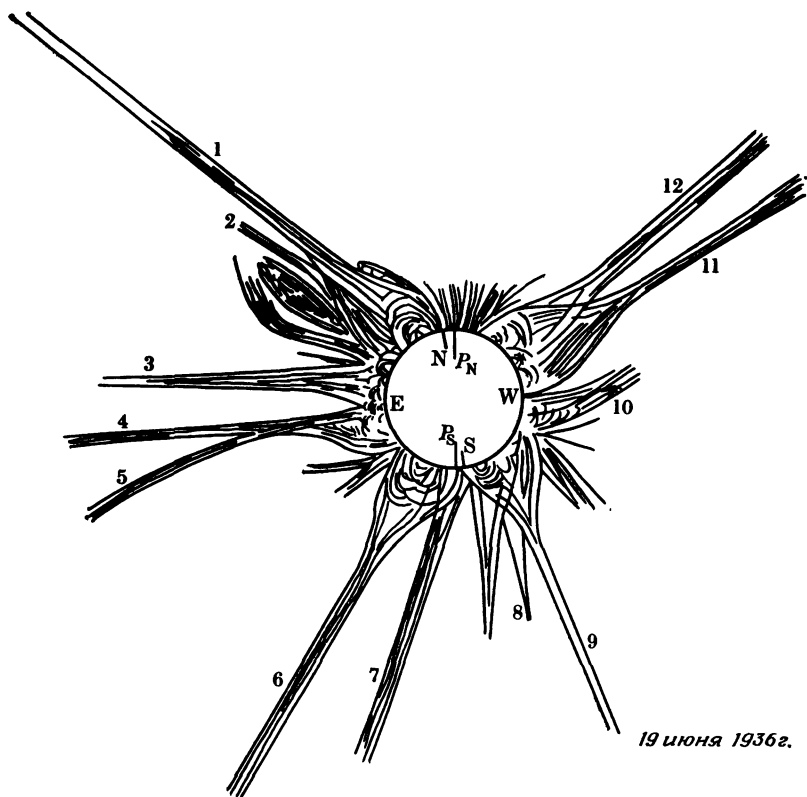


Р и с. 1.146. Среднегодовое число солнечных пятен согласно де Ягеру [190].



Р и с. 1.14в. Серия кальциевых спектрогелиограмм, сфотографированных в течение двух последних солнечных циклов. Вертикальное направление на каждой фотографии соответствует направлению север — юг на небе с северным полюсом наверху. Восточный лимб Солнца справа на каждой фотографии.

1 — 27 августа 1954 г., вблизи минимума; 2 — 2 августа 1956 г., восходящая эпоха цикла; 3 — 25 мая 1958 г., вблизи максимума; 4 — 18 июля 1961 г., период угасания цикла; 5 — 26 июня 1964 г., вблизи минимума; 6 — 19 июля 1967 г., восходящий субпериод цикла; 7 — 10 июля 1969 г., вблизи максимума; 8 — 3 июля 1970 г., после максимума. (По данным обсерватории Мак Мас-Халберт, Мичиганского университета.)



Р и с. 1.15. Структура солнечной короны во время максимума и минимума солнечных пятен (19 июня 1936 г. и 30 июня 1954 г.) по Бронштэну, Всех-святскому и Никольскому [204, 276].

ны (рис. 1.15). Во время максимума веерообразные лучи (опахала) встречаются на всех широтах, за исключением околополярных зон и экватора*), в дальнейшем они становятся наиболее заметными на средних широтах, а во время минимума являются преимущественно экваториальными образованиями.

Новорожденная биполярная область вокруг всплывшей магнитной трубки может стать центром активности, очагом солнечных вспышек и различных других явлений, оказывающих влияние на Землю и ее окружение. В частности, частицы солнечной атмосферы, вылетающие из таких центров, вызывают магнитосферные бури и полярные сияния на Земле. Эти явления обсуждаются подробно в гл. 7 и 8.

1.5.2. МЕЖПЛАНЕТНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

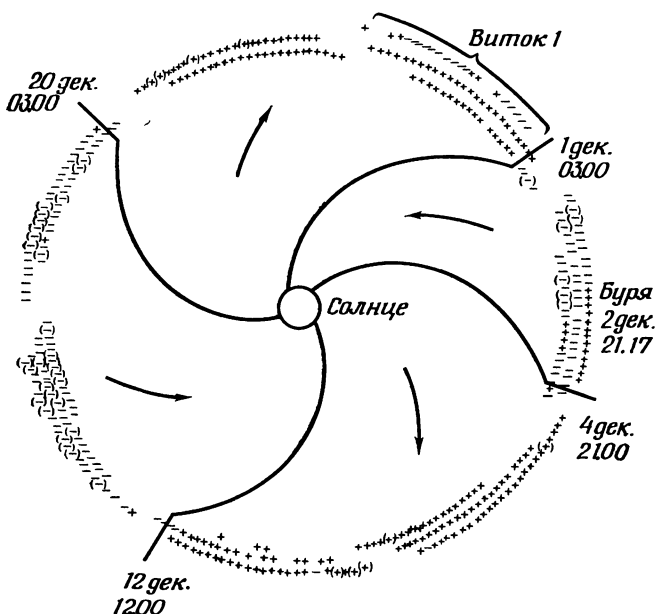
Вдали от Солнца, в межпланетном пространстве, конфигурация межпланетных магнитных полей, по-видимому, подобна спирали Архимеда. Так, вектор магнитного поля \mathbf{B} имеет радиальную компоненту B_r , направленную либо внутрь, либо наружу (к Солнцу или от Солнца), и азимутальную компоненту B_φ . Межпланетное пространство разделено на чередующиеся спиральные секторы, в каждом из которых радиальная компонента направлена либо наружу, либо внутрь (рис. 1.16). Эта секторная структура вращается вместе с Солнцем. По данным наблюдений межпланетных полей с помощью ракет период вращения Солнца может быть подразделен на несколько субпериодов, каждый продолжительностью в несколько суток, в течение которых радиальная компонента направлена преимущественно наружу или внутрь. Такая последовательность субпериодов может наблюдаться в продолжение нескольких оборотов Солнца, свидетельствуя о высокой степени стабильности секторной структуры.

Паркер [252] показал, что параметры спирали Архимеда могут быть рассчитаны в предположении, что магнитное поле отклоняется от потенциального (для которого $\nabla \times \mathbf{B} = 0$). Солнечный ветер движется наружу так, как если бы магнитного поля не было. В системе отсчета, жестко связанной с Солнцем, магнитные силовые линии параллельны или антипараллельны направлению солнечного ветра, т. е. $\mathbf{B} = \alpha \mathbf{V}$, где α — постоянная любого знака.

Таким образом, если предположить, что скорость \mathbf{V} солнечного ветра сохраняется неизменной на расстояниях от центра Солнца, превышающих r_0 , солнечный ветер складывается из радиальной компоненты V_r [уравнение (8)] и азимутальной компоненты, которая в сферических координатах имеет вид

$$V_\varphi = \Omega_\odot (r - r_0) \sin \theta,$$

*) Они могут встречаться также и в этих областях. — Прим. ред.



Р и с. 1.16. Межпланетная секторная структура. Знаки «плюс» показывают поле, направленное от Солнца, а знаки «минус» — поле, направленное к Солнцу (по наблюдениям на расстоянии Земли в течение двух с половиной периодов вращения Солнца). Архимедова спираль указывает воображаемые границы секторов (декабрь 1964 г.) [282].

где Ω_{\odot} — угловая скорость Солнца. Эти уравнения вместе с $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ и $\mathbf{B} = \alpha \mathbf{V}$ определяют поле в точке (r, θ, φ) :

$$B_r(r, \theta, \varphi) = B(\theta, \varphi_0) (r_0/r)^2,$$

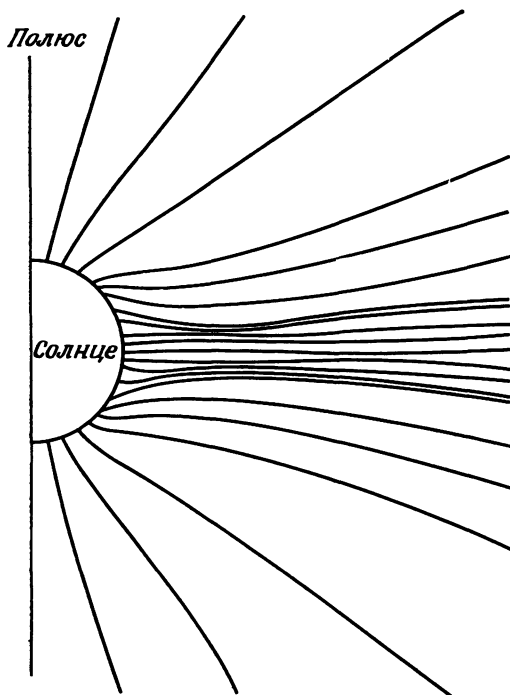
$$B_{\theta}(r, \theta, \varphi) = 0,$$

$$B_{\varphi}(r, \theta, \varphi) = B(\theta, \varphi_0) (\Omega_{\odot} / V_r) (r - r_0) (r_0/r)^2 \sin \theta,$$

где φ_0 — азимутальный угол в точке потока на расстоянии $r = r_0$. В экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$)

$$B_{\varphi} \approx B(\theta, \varphi_0) r_0^2 \Omega_{\odot} / V_r r.$$

Для фотосферного поля в 1 Гс, $\Omega_{\odot} = 2,7 \cdot 10^{-6}$ рад/с и $V = 300$ км/с получаем $B_r \approx 2,5 \cdot 10^{-5}$ Гс, а наклон силовой линии к радиусу на расстоянии Земли равен 56° . Учитывая, что $\nabla \times \mathbf{B} = 0$, так что \mathbf{B} есть градиент скалярной функции $\mathbf{B} = -\nabla \Psi$ и $\nabla^2 \Psi = 0$, можем выра-



Р и с. 1.17. Конфигурация силовых линий межпланетного магнитного поля по расчетам ван ден Хойвела [227].

зять решение для Ψ в аксиально-симметричном случае следующим образом:

$$\Psi(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left(\frac{r_0}{r}\right)^{2n+1} P_{2n}(\cos \theta),$$

где коэффициенты даются выражением

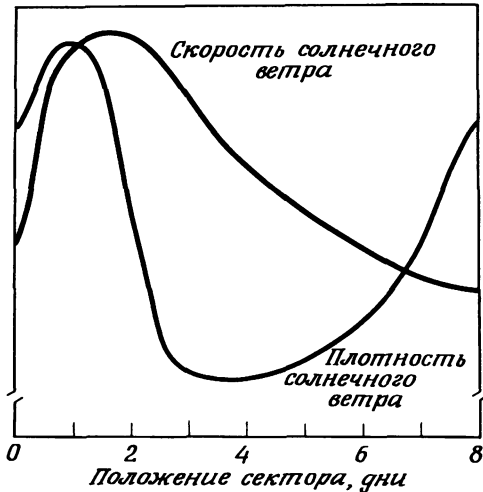
$$A_n = \frac{r_0(4n+1)}{2n+1} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cdot B_r(r_0, \theta) P_{2n}(\cos \theta) d\theta.$$

Здесь граничные условия имеют вид

$$B_\theta = 0 \quad \text{при} \quad \theta = 0, \quad \theta = \pi/2,$$

$B_r = B_0$ — известная функция на поверхности Солнца.

Пример решения, полученного ван ден Хойвелом [227], показан на рис. 1.17; в его уравнение (17) член A_3 входит со знаком минус.



Р и с. 1.18. Распределение (вдоль орбиты Земли) скорости и плотности солнечного ветра внутри сектора. Абсцисса отсчитывается с момента пересечения границы сектора [283].

В пределах каждого сектора скорость солнечного ветра и плотность частиц систематически изменяются (рис. 1.18). Ракетные наблюдения показывают, что оба параметра резко увеличиваются на границе сектора. Однако плотность очень быстро уменьшается в конце второго дня после прохождения границы, а затем дня через два или три начинает медленно расти. Скорость солнечного ветра уменьшается медленно на второй или третий день после достижения пика. Секторная структура и отмеченные вариации скорости и плотности тесно связаны с магнитосферными возмущениями. Они обсуждаются в разд. 7.7.

Долготная неоднородность солнечного ветра приводит к выводу о необходимости исследования несферически симметричной модели. Сиско и Финли [270] проанализировали структуру солнечного ветра исходя из возмущений P_4^4 и P_5^4 на поверхности Солнца (рис. 1.19а). Изолинии нерадиальных потоков (изоденсы) и изолинии скоростей на гелиоцентрических расстояниях 0,1—1,0 а. е. показаны на рис. 1.19б, 1.19в. Однако наблюдаемая корреляция между плотностью, скоростью и температурой солнечного ветра несколько отличается от той, которую они предсказывали из возмущений на поверхности Солнца.

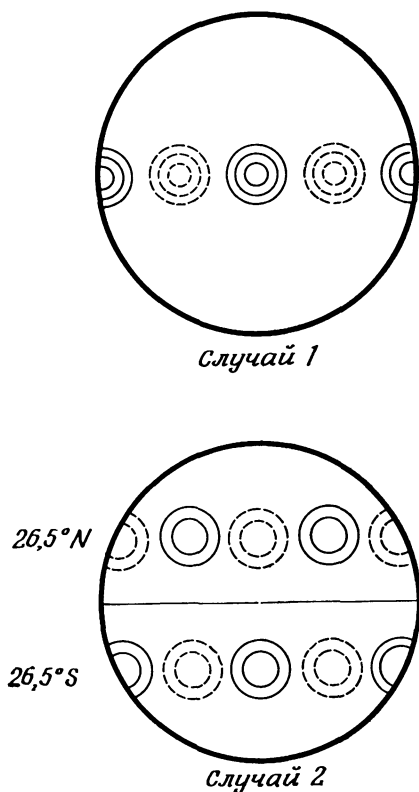
Как показано в разд. 6.10.1, поперечные волны могут распространяться вдоль магнитных силовых линий, как по натянутым струнам. Такие волны называются *альвеновскими*, или *гидромагнитными* волнами. Белчер, Дэвис и Смит [203] показали, что по крайней

мере в 30% измерений с борта «Маринера-5» зарегистрированы гидромагнитные волны большой амплитуды, двигавшиеся от Солнца вдоль среднего направления магнитного поля. С другой стороны, Сари и Несс [260] показали, что многие флуктуации межпланетного поля имеют характер гидромагнитных разрывов (разд. 5.5.1). Такие разрывы происходят с интервалами приблизительно в 10^4 с с изменением направления до 30° и более, но без больших изменений величины магнитного поля. Сари и Несс [260] показали также, что спектр мощности флуктуаций имеет частотную зависимость вида f^{-2} в диапазоне от $2,8 \cdot 10^{-4}$ до $1,6 \cdot 10^{-2}$ Гц в условиях как спокойного, так и возмущенного поля. Колеман [217] нашел иную частотную зависимость ($\sim f^{-1}$) в интервале $1,4 \cdot 10^{-5}$ — $1,4 \cdot 10^{-2}$ Гц. Спектральная плотность мощности флуктуаций будет дана в разд. 6.10.4. Подробно о межпланетных разрывах см. разд. 5.5.1 и 7.7.

1.5.3. СОЛНЦЕ КАК ИСТОЧНИК МЕЖПЛАНЕТНОЙ СЕКТОРНОЙ СТРУКТУРЫ

Много усилий было сделано, чтобы найти на уровне фотосферы достаточно стабильный и долгоживущий источник межпланетной секторной структуры, которая, по-видимому, связана с умеренной геомагнитной активностью (разд. 7.7). Бартельс называет этот тип геомагнитной активности *М-возмущениями*; солнечный ветер, ответственный за него, называется *М-поток*ом, а его источник на поверхности Солнца — *М-область*. Раньше исследования секторной структуры сводились к изучению фотосферных образований, которые могли быть причиной *М-возмущений*. Мустель [245], который приложил большие усилия, чтобы отождествить *М-области*, полагал, что это кальциевые флоккулы — яркие области на фотографиях Солнца, полученных с фильтром, пропускающим свет Н- или К-линий кальция.

Вилкокс и Несс [283] сравнивали наблюдаемую межпланетную секторную структуру с конфигурацией фотосферных магнитных полей по наблюдениям с солнечным магнетографом. Применив автокорреляционный метод, они пришли к заключению о том, что в течение зимы 1963/64 г. направление фотосферных магнитных полей на гелиографической широте 15° наилучшим образом коррелирует с межпланетной секторной структурой. В продолжение этого периода гелиографическая широта спутника была $3,5^\circ$. Это наводит на мысль о том, что фотосферные магнитные поля, заключенные в поясе гелиографической широты 15° , вытягиваются наружу солнечным ветром [263]. Недавно Вилкокс и Говард [281] и Северный, Вилкокс, Шеррер и Колберн [264] отмечали, что крупномасштабные магнитные поля малой напряженности покрывают значительную часть солнечного диска. Одна из особенностей этих полей состоит в том, что граница между двумя полярностями проходит приблизительно в направлении с севера на юг и полярность не изменяется при пере-



Р и с. 1.19а. Схематическое распределение возмущений скоростей в симметричном P_4^1 и асимметричном P_5^1 случаях. Сплошными линиями представлены положительные возмущения, пунктирными — отрицательные [270].

сечении экватора. На рис. 1.20 показано схематически такое специфическое поле, которое, по-видимому, сосуществует с другими магнитными полями. Большое число наблюдений приводит к мысли о том, что фотосферные поля такого характера являются «корнями» межпланетной секторной структуры.

Переход от очень сложного распределения магнитных полей в фотосфере к весьма простой конфигурации в виде спирали Архимеда, однако, изучен недостаточно. В переходной области напряженность поля изменяется от очень больших величин (1—1000 Гс) до всего лишь нескольких гамм ($1\gamma = 10^{-5}$ Гс).

Гидродинамические условия в солнечной короне изучались несколькими исследователями. Тонкая структура солнечной короны свидетельствует о том, что распределение коронального газа строго

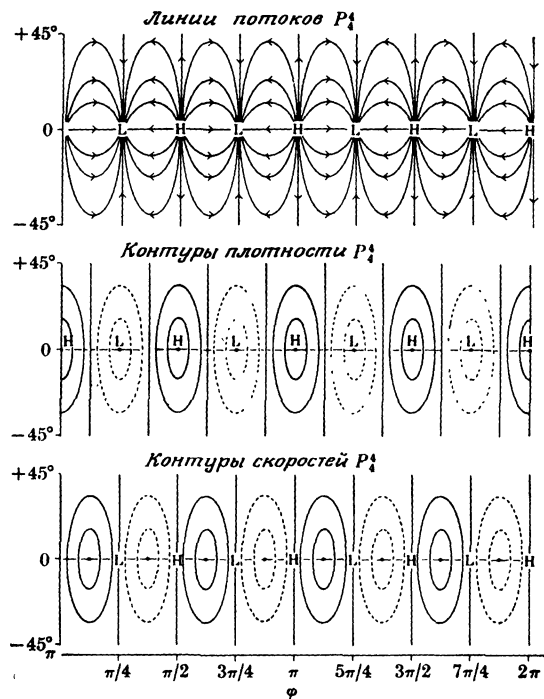


Рис. 1.196. Линии нерадиальных потоков, контуры плотности и контуры нерадиальных скоростей для P_4^4 . Обозначения H и L относятся к областям с высоким и низким давлениями. На рисунке представлена в декартовых координатах небесная сфера так, как она была бы видна наблюдателю, вращающемуся вместе с Солнцем. Наблюдатель, неподвижный в пространстве, движется по рисунку слева направо, и ему требуется 27 дней, чтобы пересечь всю схему.

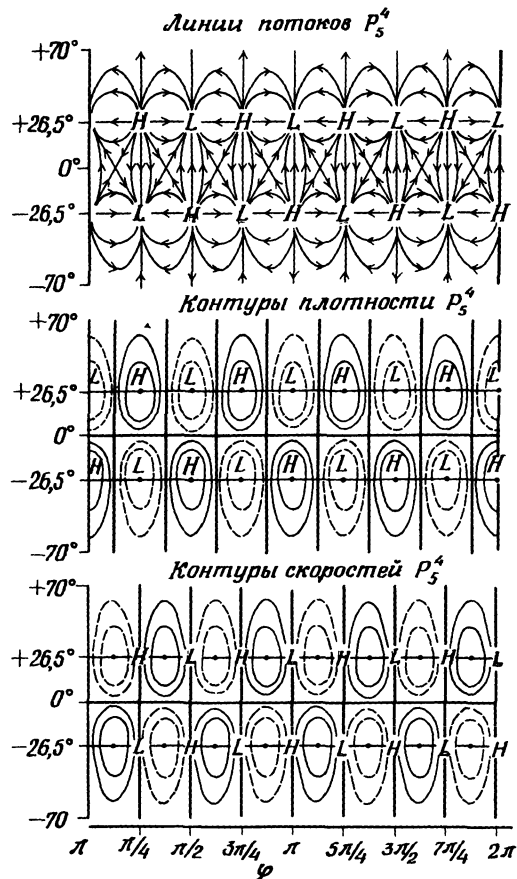
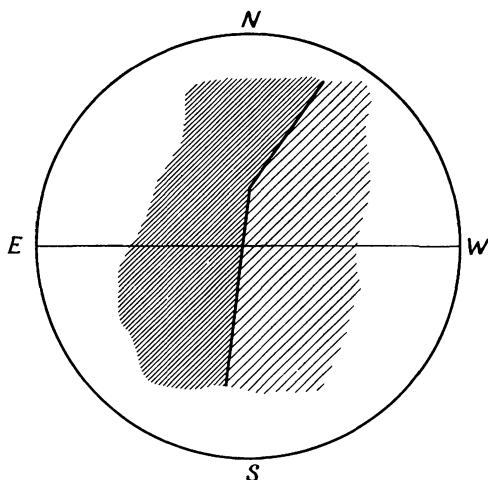


Рис. 1.19B. Контурь P_5^4 [270].



Р и с. 1.20. Схематическое среднее расположение границы солнечного фотосферного сектора в течение 1965 г. [264].

контролируется магнитными полями короны. Как связана конфигурация магнитных полей в короне с наблюдаемым распределением магнитных полей на уровне фотосферы? Вообще говоря, считается, что магнитное поле в верхней короне является бессильным, т. е. в уравнение движения весьма разреженного коронального газа

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\nabla p + \mathbf{F} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

не входит сила, которая могла бы уравновесить силу Лоренца, поэтому ток и магнитное поле должны быть связаны условием [239]

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0.$$

Это означает, что электрический ток \mathbf{j} течет вдоль \mathbf{B} . Предыдущее уравнение может быть переписано в виде

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0.$$

В простейшем случае оно может быть также переписано следующим образом:

$$(\nabla \times \mathbf{B}) = \alpha \mathbf{B},$$

где α — постоянная. Выбирая цилиндрическую систему координат (r, φ, z) и подставляя $\mathbf{B} = \{0, B_\varphi(r), B_z(r)\}$, получим уравнения

$$\alpha B_\varphi = -\frac{\partial B_z}{\partial r}, \quad \alpha B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi).$$

Решение имеет вид [238]

$$B_z = AJ_0(\alpha, r),$$

$$B_\varphi = AJ_1(\alpha, r),$$

где J_0 и J_1 — бесселевы функции нулевого и первого порядков. Следовательно, \mathbf{B} имеет спиральную структуру.

Однако Альтшулер и Ньюкирк [193] и Ньюкирк, Дюпре и Шмаль [249] показали, что корональные лучи имеют сходство с магнитными силовыми линиями, которые они определяли из наблюдений магнитного поля, полагая

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0.$$

Метод их расчета аналогичен тому, который применялся при расчете внешнего геомагнитного поля (разд. 2.2.3). Пример рассчитанной ими конфигурации магнитных полей в короне и соответствующая фотография короны показаны на рис. 1.5. Очень вероятно, что для спокойной короны допустимо предположение $\nabla \times \mathbf{B} = 0$, но в активных областях (разд. 7.1) особенно важно условие $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0$.

В нижней короне и в хромосфере градиент давления ∇p может быть достаточно большим, чтобы уравновесить силу $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. В статическом случае основное уравнение имеет вид

$$-\nabla p + \mathbf{F} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0,$$

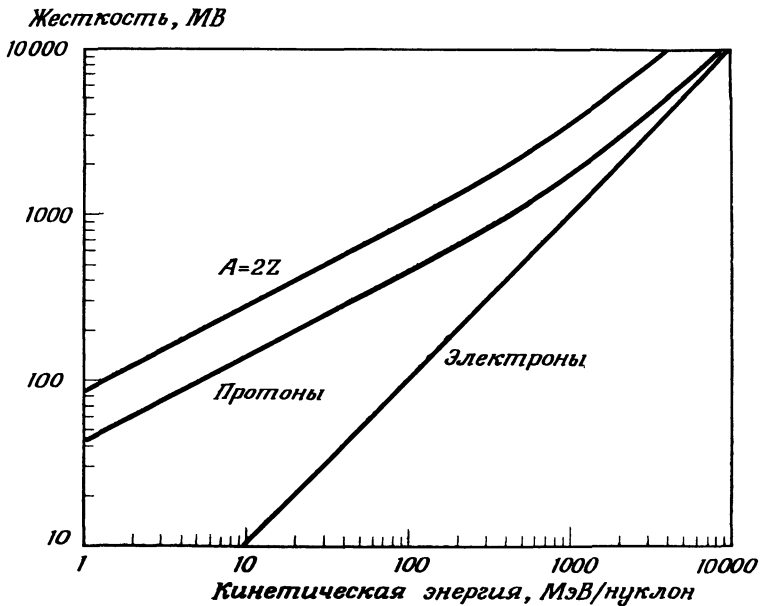
где \mathbf{F} — сила гравитации. Различные решения последнего уравнения даны в [191].

1.6. КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

1.6.1. СОСТАВ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

Межпланетное пространство постоянно пронизывается ядерными частицами высоких энергий, источник которых находится вне солнечной системы. Это главным образом протоны (94%) и ядра гелия (5,5%) с незначительной добавкой ядер некоторых более тяжелых элементов; их называют *галактической компонентой космических лучей*. Энергия частиц заключена в широком диапазоне, от менее 1 ГэВ (10^9 эВ) до значений свыше 10^{11} ГэВ (10^{20} эВ).

Распределение интенсивности космических лучей выражается несколькими различными способами, поскольку они состоят из ядер с различными энергиями. Часто используется функция дифференциальной интенсивности $J(\varepsilon)$ ($\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$) или функция интегральной интенсивности $J(>\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\infty} J(\varepsilon) d\varepsilon$; здесь $J(\varepsilon)$ — поток



Р и с. 1.21а. Соотношение между жесткостью и кинетической энергией для электронов, протонов и тяжелых ядер [373].

частиц космических лучей с энергиями между ϵ и $\epsilon + d\epsilon$. Приняты следующие выражения:

$$J(\epsilon) = (\gamma - 1) C \epsilon^{-\gamma},$$

$$J(>\epsilon) = C \epsilon^{-(\gamma-1)}.$$

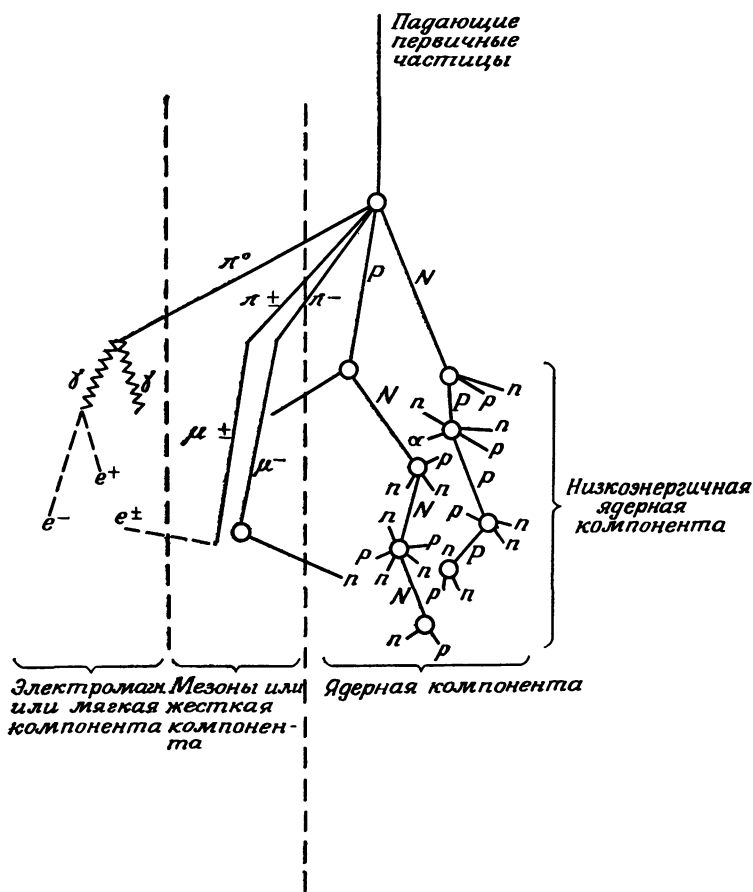
Для протонов космических лучей $\gamma \approx 2,5$ и $C \approx 0,5$ ($4 < \epsilon < 16$ ГэВ) и для α -частиц $\gamma \approx 2,5$ и $C \approx 3 \cdot 10^{-2}$ ($2 < \epsilon < 10$ ГэВ).

В физике космических лучей спектр часто описывают в терминах магнитной жесткости R (Гс·см), которая зависит от B и гирорадиуса ρ (разд. 6.2):

$$R = B\rho = B \times (p/ZeB) = \frac{p}{Ze},$$

$$\rho = \frac{p(\text{эВ})}{300 Z B},$$

где Z — число элементарных зарядов на частицу, p — ее импульс в эрг·с/см ($=\gamma m_0 \beta c$), β — отношение скорости частицы и скорости света ($=v/c$), m_0 — масса покоя частицы, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.



Р и с. 1.216. Схема взаимодействия первичных космических лучей и земной атмосферы, приводящего к образованию вторичной компоненты космических лучей [369].

Кинетическая энергия ϵ связана с магнитной жесткостью R (в вольтах) соотношением

$$\{\epsilon(\text{эВ}) + m_0 c^2\}^2 = \{R(\text{В})\}^2 \times Z^2 + \{m_0 c^2(\text{эВ})\}^2,$$

$$R(\text{В}) = 300 B(\text{Гс}) R(\text{см}).$$

На рис. 1.21а величина R (в вольтах) дана как функция кинетической энергии для электронов, протонов и тяжелых частиц [373].

Установлено, что поток \mathcal{F} галактических космических лучей является почти изотропным, причем

$$\mathcal{F} = 2\pi \int_0^{\pi/2} J \cos \theta \sin \theta d\theta = \pi J (\epsilon > 1 \text{ ГэВ}).$$

Поток \mathcal{F} космических лучей в межпланетном пространстве достигает в среднем порядка 0,6 частиц/см²·с; поток энергии 5ГэВ/см²·с, или 0,0008 эрг/см²·с, а концентрация порядка 0,8 · 10⁻¹⁰ частиц/см³.

Происхождение космических лучей точно не известно, но они должны быть связаны с процессами высокой энергии в Галактике. Некоторые ученые считают, что за ускорение частиц могут быть ответственны вспышки сверхновых. Часть космических лучей, возникших при этом, может «просачиваться» в межзвездное пространство вдоль одного из спиральных рукавов; этому способствует существование магнитных силовых линий, ориентированных приблизительно вдоль спиральных рукавов. При своем странствовании космические лучи теряют часть первоначальной энергии в результате различных процессов, например столкновений с межзвездными частицами (главным образом атомами межзвездного водорода и гелия). Следствием этого является ионизация, ядерные реакции и излучение, а также реакции расщепления. Частично космические лучи поглощаются межзвездной пылью и звездами. И конечно, часть лучей, проникающих в межпланетное пространство, поглощается Солнцем и планетами.

В космических лучах имеются также электроны галактического происхождения. Абрахам, Брунштейн и Клайн [298] и Симнет и Мак-Дональд [368] показали, что такие электроны могут возникать в результате кулоновских столкновений частиц первичных космических лучей с межзвездной средой. В процессе столкновения энергия частиц космических лучей передается атомам в межзвездном пространстве в количестве, значительно превышающем их энергию связи, с образованием «ударных» электронов.

1.6.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРОЙ

Вблизи Земли космические лучи испытывают влияние геомагнитного поля, о чем подробно говорится в разд. 5.1. Проникая в глубь атмосферы, космические лучи взаимодействуют с частицами атмосферы. Протоны с энергиями ~0,1 ГэВ изотропно рассеивают продукты столкновений, такие, как протоны, α -частицы и нейтроны. Это явление хорошо видно на пластинках с ядерной эмульсией и в камерах Вильсона: траектории вторичных частиц представляют собой радиальные прямые, исходящие из точки столкновения, образуя так называемую *звезду*. Если энергия протонов порядка нескольких ГэВ, наблюдаются также π -мезоны (π^0 , π^+ , π^-). Они рассеиваются вперед, так что их траектории имеют вид *дождя*. Если энергия падающих протонов превышает 10³ ГэВ, вторичные частицы рас-

сеиваются в очень узком конусе, называемом *струи*. Вторичные протоны также испытывают столкновения с атмосферными частицами, вызывая аналогичные реакции. Как π^+ , так и π^- -мезоны распадаются на мюоны (μ) и нейтрино (ν); π^0 -мезоны превращаются в γ -лучи, которые в свою очередь распадаются на пару (e^+ , e^-). Последние частицы ответственны за тормозное излучение, которое порождает электронные пары и т. д. (рис. 1.216).

1.6.3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ В МЕЖПЛАНЕТНОЕ ПРОСТРАНСТВО

Чтобы понять происхождение космических лучей, важно знать с достаточной точностью их первичный состав и энергетический спектр для каждого элемента. С помощью космических ракет и кораблей теперь возможно регистрировать состав и энергетический спектр космических лучей в межпланетном пространстве. Однако это уже не первичные космические лучи, поскольку их спектр существенно изменился в результате различных процессов за время путешествия через межзвездное и межпланетное пространства.

Достигнув внешней границы межпланетного пространства, частицы космических лучей имеют тенденцию двигаться по спирали вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля, которое непрерывно вытягивается наружу солнечным ветром. В инерциальной системе электрическое поле E в межпланетном пространстве задается с помощью соотношения

$$E = -V \times B,$$

где V — скорость солнечного ветра. Это электрическое поле возникает в результате «конвекции» межпланетных магнитных полей под действием солнечного ветра, в котором устанавливается соотношение $E + V \times B = 0$ [292, стр. 167]. Далее, поскольку потоки солнечного ветра не ламинарны, а состоят из турбулентных элементов, магнитные структуры, или петли, накладываются на конфигурацию типа архимедовой спирали. Космические лучи сталкиваются с такими неоднородностями и рассеиваются. Много сил было затрачено, чтобы объяснить такую «диффузию» космических лучей [300, 312, 313, 325, 349, 355, 360—362].

Уравнение для частиц космических лучей, диффундирующих в межпланетное пространство, где движущийся радиально со скоростью V_r солнечный ветер вытягивает наружу магнитное поле в форме архимедовой спирали, согласно Эксфорду [300] и Квенби [362], имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (nV) = (\nabla \cdot D \nabla) n. \quad (1)$$

Здесь D — коэффициент диффузии, который задается в виде тензора

$$D = \frac{1}{3} \beta c \lambda \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} & \frac{-\tau\omega}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ 0 & \frac{\tau\omega}{1 + \omega^2 \tau^2} & \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \end{pmatrix},$$

где

$$\omega = eV/\gamma m,$$

λ — средняя длина свободного пробега частиц космических лучей,

v — скорость частиц космических лучей,

τ — время между столкновениями.

Выражения для коэффициентов диффузии в направлениях, параллельном и перпендикулярном \mathbf{B} , имеют вид

$$D_{\parallel} = \frac{1}{3} \beta c \lambda,$$

$$D_{\perp} = \frac{1}{3} \beta c \lambda / (1 + \omega^2 \tau^2).$$

Три коэффициента D_{\parallel} , D_{\perp} и $\omega \tau D_{\perp}$ в тензоре аналогичны коэффициентам электропроводности σ_0 , σ_1 и σ_2 , соответственно параллельному \mathbf{B} , перпендикулярному \mathbf{B} и перпендикулярному и \mathbf{B} , и «электрическому» полю с потенциалом, пропорциональным $\ln n$ [300, стр. 116].

Если межпланетное магнитное поле в высокой степени нерегулярно, тензор коэффициента диффузии имеет только диагональные элементы с $D_{\parallel} \approx \frac{1}{3} \beta c \lambda = D_0$, и тогда уравнение диффузии может быть переписано как

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot n V_r = \nabla \cdot (D_0 \nabla \cdot n).$$

В стационарном случае это уравнение сводится к

$$\frac{1}{3} \lambda \beta c \frac{\partial n}{\partial r} = n V_r \quad \text{или} \quad D_0(r) \frac{\partial n}{\partial r} = n V_r.$$

В условиях сферической симметрии уравнение имеет вид

$$n_E = n_{\infty} \exp \left[- \int_{r_E}^{r_I} \frac{V_r(r)}{D_0(r)} dr \right],$$

где индекс E показывает, что величина относится к $r = 1$ а. е., а r_I — гелиоцентрическое расстояние до границы межпланетного пространства. Беря радиальные вариации λ (а следовательно, и D_0) в виде

имеем

$$\lambda = \lambda_E (r / r_E),$$

$$n_E = n_\infty \left(\frac{r_E}{r_I} \right)^{3V_r r_E / \beta c \lambda_E}.$$

Если

$$\lambda = \lambda_E (r^2 / r_E^2),$$

то

$$n_E = n_\infty \exp \left[- \frac{3V_r r_E^2}{\beta c \lambda_E} \left(\frac{1}{r_E} - \frac{1}{r_I} \right) \right].$$

С другой стороны, в случае $\tau \gg 1/\omega$ диффузия сведется целиком к движению вдоль силовых линий архимедова магнитного поля. Полагая

$$D \sim r^2 (x \neq 1),$$

получим

$$n_E = n_\infty \exp \left[\frac{-V_r^2}{\Omega_\odot D_E (1-x)} \left(\quad \right) \right],$$

где

$$\left(\quad \right) = \left(\frac{r_I \Omega_\odot}{V_r} \right)^{1-x} - \left(\frac{r_E \Omega_\odot}{V_r} \right)^{1-x} + \frac{1-x}{3-x} \left\{ \left(\frac{r_I \Omega_\odot}{V_r} \right)^{3-x} - \left(\frac{r_E \Omega_\odot}{V_r} \right)^{3-x} \right\}.$$

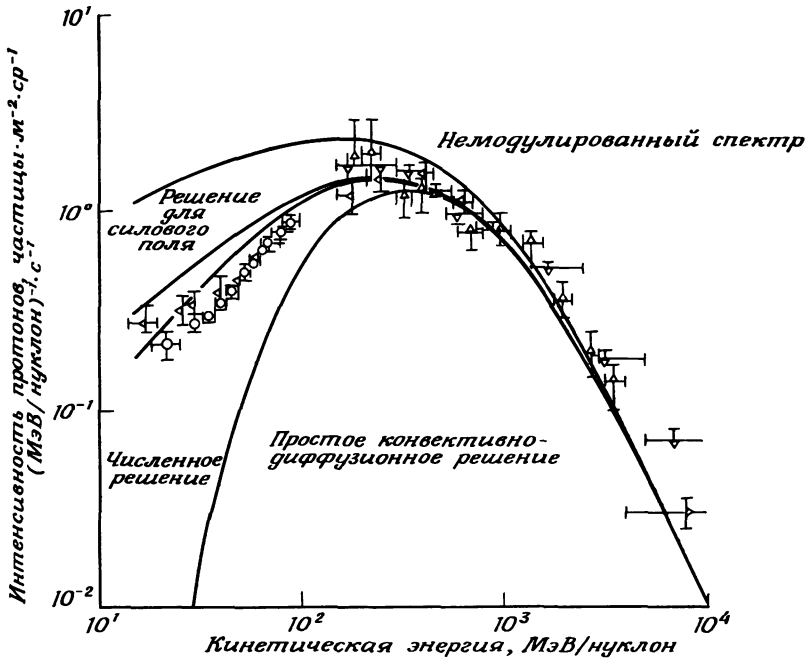
Коэффициент диффузии D (или средняя длина свободного пробега) зависит как от гелиоцентрического расстояния r , так и от энергии (или жесткости R) космических лучей. Вид функции D в настоящее время является предметом серьезной дискуссии. Чтобы вычислить коэффициент диффузии, необходимо знать природу неоднородностей межпланетного поля. Полагая, что спектр мощности неоднородностей имеет вид δ/f (где $\delta = \text{const}$, а f — частота; см. разд. 1.5.2), Джокипи [336] показал, что

$$D_{\parallel} \sim \left(\frac{cB}{3\pi\delta} \right) R\beta, \quad D_{\parallel} \gg D_{\perp}.$$

Следовательно, в этом частном случае D_{\parallel} пропорционально $R\beta$, а интенсивность выражается как

$$J_E \approx J_\infty \exp(-\eta / R\beta).$$

Здесь η — так называемый модуляционный параметр; он есть функция r и t , но не зависит ни от R , ни от β . На основе измерений градиента радиальной интенсивности космическим аппаратом «Маринер-4» О'Галлахер [352] подтвердил это заключение, но его результа-



Р и с. 1.22. Сравнение численного решения для интенсивности протонов с наблюдаемой интенсивностью протонов в условиях 1965 г. [319].

ты были подвергнуты сомнению Кримиджисом и Венкатесаном [342]. Баласубраманиан, Хагге и Мак-Дональд [303] представили экспериментальные доказательства того, что D_{\parallel} скорее пропорционально β , чем R_{β} .

До сих пор мы пренебрегали эффектами изменения энергии частиц во время их движения в межпланетном пространстве. Для точной разработки этой проблемы необходимо решить уравнение Фоккера—Планка [328—330, 355, 356]:

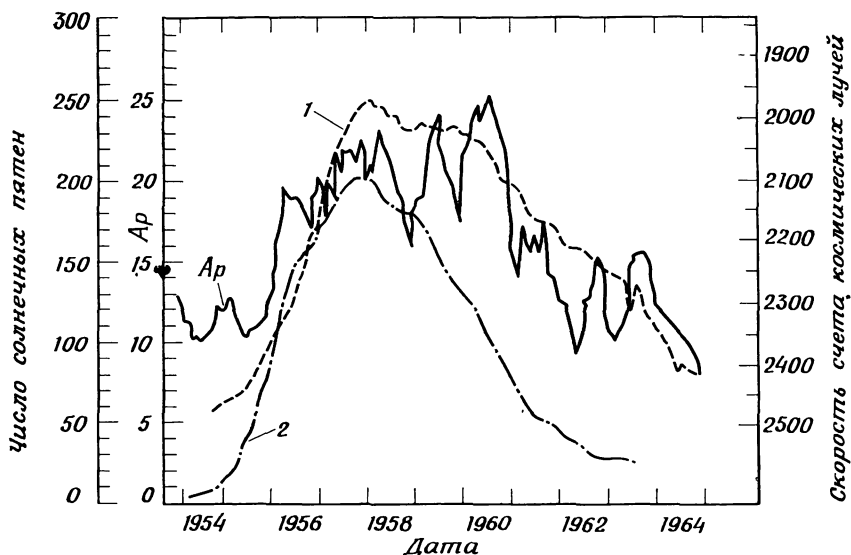
$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r N) - \frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 N) \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\alpha \varepsilon N) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 D \frac{\partial N}{\partial r} \right),$$

где ε — плотность кинетической энергии, $N(r, \varepsilon)$ — плотность космических лучей на единицу ε , $\alpha = (\varepsilon + 2\varepsilon_0)/(\varepsilon + \varepsilon_0)$ и $\varepsilon_0 = m_0 c^2$. Легко видеть, что в случае, когда второй член левой части уравнения пренебрежимо мал, последнее превращается в простое диффузионно-конвективное уравнение.

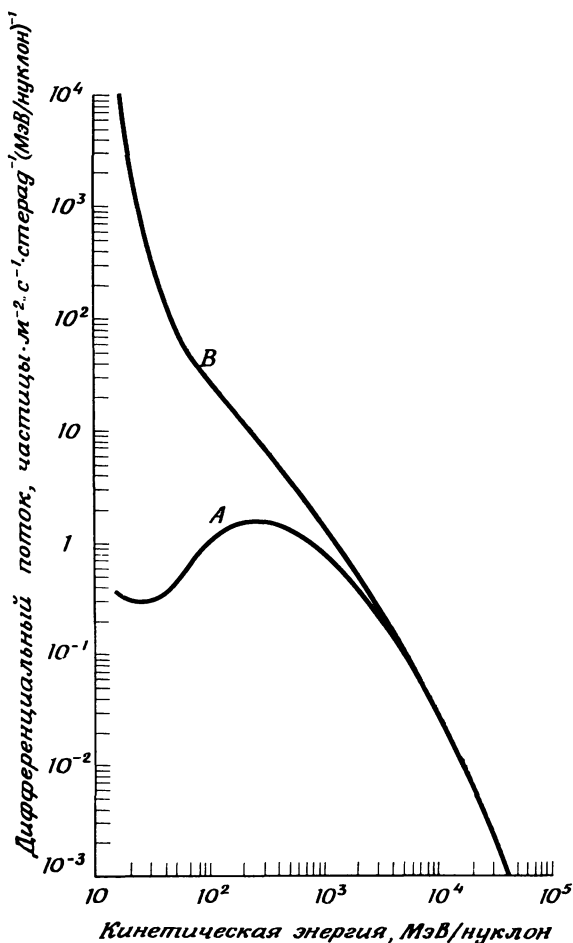
Фиск [319] решил численно это уравнение, полагая, что коэффициент диффузии имеет вид $D \sim \exp(r/r_0)$, радиус внешней границы

межпланетного пространства 25 а. е., скорость солнечного ветра 400 км/с^{-1} ; предполагалось также, что спектр космических лучей немодулирован. На рис. 1.22 показаны его результаты, обозначенные как «численное решение», наряду с приближенным решением, обозначенным как «решение для силового поля», и решением простого диффузионно-конвективного уравнения.

За исключением нерегулярных столкновений с неоднородностями межпланетного магнитного поля, частицы космических лучей движутся по направлению к Солнцу, описывая спирали вокруг силовых линий магнитного поля со структурой спиралей Архимеда, и затем обратно от Солнца после поворота в точке отражения (зеркальной точке, разд. 6.3). В то же время они принимают участие во вращении архимедовой спирали с Солнцем. Поэтому в любой точке межпланетного пространства, не вращающейся вместе со спиральной структурой, имеется слабый поток космических лучей в направлении вращения. В результате наблюдающиеся на поверхности Земли потоки обнаруживают слабую модуляцию, дневные вариации. Направление усиления потока составляет $\sim 90^\circ$ по часовой стрелке с прямой Солнце — Земля.



Р и с. 1.23. Соотношение между среднемесячной активностью космических лучей, индексом магнитной активности Ар и числом солнечных пятен [303]. 1 — показания монитора на Маунт-Вашингтон; 2 — сглаженные числа солнечных пятен.



Р и с. 1.24. Наблюдаемый на земной орбите энергетический спектр протонов (A) и «демодулированный» спектр на границе межпланетного пространства (B) [333].

1.6.4. 11-ЛЕТНИЕ ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

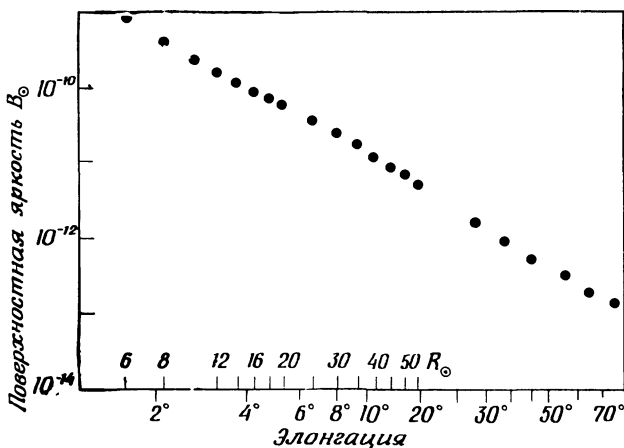
Поскольку солнечная активность значительно варьирует с циклом пятнообразовательной деятельности Солнца, ожидается, что межпланетные неоднородности будут также изменяться в течение цикла. Форбуш показал, что интенсивность космических лучей систематически изменяется обратно пропорционально циклу сол-

нечной активности. Рис. 1.23 показывает 11-летние вариации по наблюдениям последнего солнечного цикла. Показаны также вариации индекса магнитной активности (разд. 7.8) в течение того же периода.

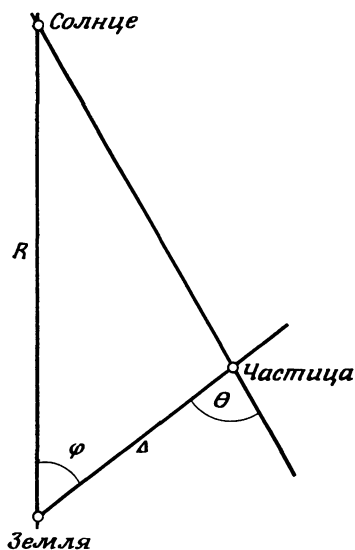
Большая работа была проделана по исследованию 11-летних вариаций интенсивности и спектра космических лучей, протонов, α -частиц и тяжелых ядер. В предыдущем разделе высказывалась мысль о том, что межпланетные неоднородности оказывают более сильное влияние на космические лучи низких энергий и убывание потока наиболее выражено в эпоху максимума солнечного цикла. На рис. 1.24 показан дифференциальный энергетический спектр протонов и частиц космических лучей для 1965 г. (года минимума солнечных пятен). Глоклер и Джокипи [333] заключили, что даже в год спокойного Солнца спектр космических лучей не свободен от межпланетных модуляций и все еще существенно отличается от спектра в межзвездном пространстве. Используя теорию модуляции, описанную в разд. 1.3.6, они получили межзвездный спектр.

1.7. ЗОДИАКАЛЬНЫЙ СВЕТ И МЕЖПЛАНЕТНАЯ ПЫЛЬ

Зодиакальный свет наблюдается перед восходом Солнца или после его захода в виде светящегося конуса, простирающегося вверх от горизонта вдоль эклиптики. Лучше всего его наблюдать в тропиках, где сумерки коротки и конус направлен почти вертикально вверх. Во время солнечного затмения Блэквелл и др. [381] наблюдали с самолета слияние короны с зодиакальным светом (рис. 1.25). Спектр зодиакального света сходен со спектром F -короны (разд. 1.2.3).



Р и с. 1.25. Поверхностная яркость короны и зодиакального света (в единицах средней поверхностной яркости солнечного диска B_{\odot}) [383].



Р и с. 1.26. Геометрия рассеяния и поляризации межпланетной материей солнечного излучения; указано положение Солнца, Земли и рассеивающей частицы; φ — элонгация, θ — угол рассеяния [390].

Пусть I_0 — интенсивность падающего неполяризованного света, а $I(\theta)$ — интенсивность рассеянного излучения на расстоянии Δ от рассеивающей частицы; геометрию см. на рис. 1.26. I_0 и I связаны выражением [390]

$$I_k(\theta) = \frac{I_0 S_k(\theta)}{\Delta^2} \quad (k = 1, 2).$$

Здесь S_k — функция рассеяния; индексы $k = 1, k = 2$ относятся к электрическому вектору, соответственно перпендикулярному и параллельному плоскости рассеяния (рис. 1.25). Для свободных электронов

$$S_1^e(\theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{m} \right)^2,$$

$$S_2^e(\theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{m} \right)^2 \cos^2 \theta.$$

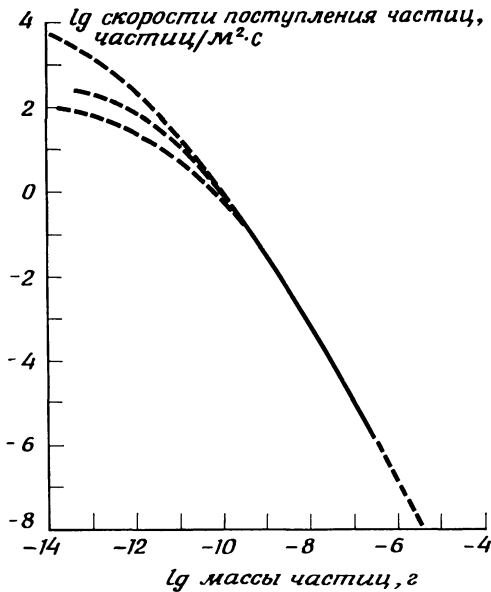
Функция рассеяния для крупных пылевых частиц состоит из двух частей: $S_d(\theta)$, обусловленной дифракцией, и $S_r(\theta)$, обусловленной отражением и рефракцией; таким образом,

$$S(\theta) = S_d(\theta) + S_r(\theta).$$

Пусть $n_d(r, \sigma)$ — концентрация пылевых частиц радиуса σ в точке P и $n_e(r)$ — электронная концентрация. Интенсивность зодиакального света на элонгации φ выражается как

$$I_k(\varphi) = L_{\odot} r_E^2 \left[\int_0^{\infty} \frac{1}{r^2} \int_0^{\sigma_1} n_d(r, \sigma) S_k^d(\varphi, \theta) d\sigma d\Delta + \int_0^{\infty} \frac{n_e(r)}{r^2} S_k^e(\theta) d\Delta \right].$$

Здесь L_{\odot} — светимость Солнца. Результаты наблюдений дают полную интенсивность $I = I_1 + I_2$ и поляризацию $p = (I_1 - I_2) / (I_1 + I_2)$ зодиакального света. Прежде распределение электронной концентрации рассчитывалось в предположении, что свет, рассеянный пылевыми частицами, не поляризован. Однако эти результаты не согласуются с данными, полученными с космических аппаратов, и потому теперь большая часть зодиакального света связывается с частицами межпланетной пыли. Главная трудность при определении электронной концентрации n_e из I и p состоит в том, что

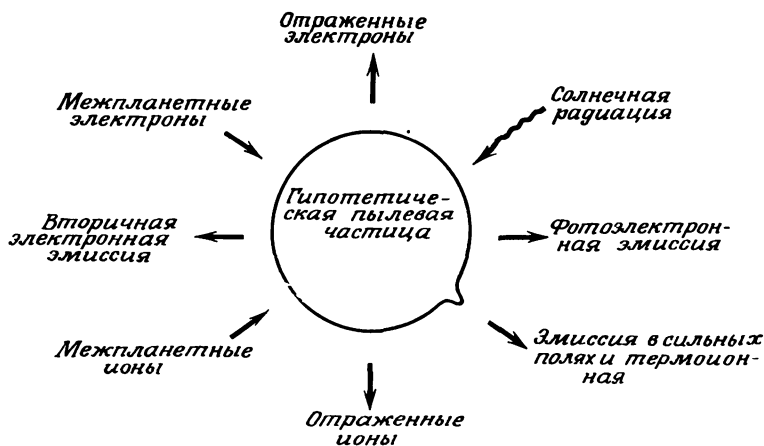


Р и с. 1.27. Распределение потока межпланетных пылевых частиц как функция их масс [376].

индикатрисса рассеяния пыли $S_k^d(\theta)$ известна недостаточно хорошо. Не известно также, как зависит яркость от солнечной активности, хотя Блэквелл и Инхам [383] сообщили о значительном усилении яркости зодиакального света во время магнитосферной бури 6 июля 1958 г. после сильной вспышки.

Межпланетная пыль изучалась также другими методами, в частности со спутников и ракет, посредством наблюдений светящихся облаков, а также с помощью лазеров. Пылевые частицы могут быть и металлические, и каменные; кроме того, наблюдается большое разнообразие их форм. На рис. 1.27 показано распределение потока пылевых частиц в функции их массы. В табл. 1.5 даны параметры для функции распределения пылевых частиц по размерам $dn(\sigma) = C\sigma^{-p}d\sigma$ [378]. Изучение таких пылевых частиц может пролить свет на происхождение солнечной системы.

Поскольку пылинки подвергаются воздействию солнечной ультрафиолетовой радиации и испытывают столкновение с частицами солнечного ветра, они могут приобретать заряд и, следовательно, обладать положительным или отрицательным электрическим полем в зависимости от природы взаимодействия. На рис. 1.28 схематически показаны некоторые виды воздействия Солнца на частицы межпланетной пыли [379]. В табл. 1.6 перечислены восемь процессов и



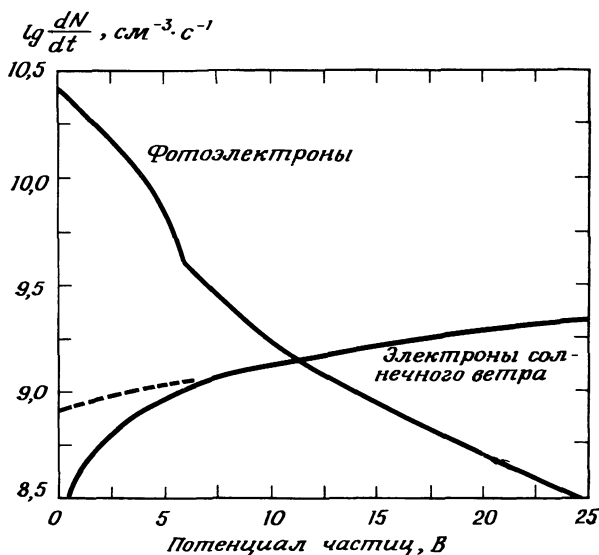
Р и с. 1.28. Физические процессы, связанные с межпланетными пылевыми частицами [379].

Таблица 1.5

Параметры пыли для распределения по размерам [378]

Исследователь	C СГС	p	σ'_{min} мкм	σ'_{max} мкм	n , см $^{-3}$
Ван де Хюлст	$3,5 \cdot 10^{-20}$	2,6	1	350	$5,5 \cdot 10^{-14}$
Эльзассер	$1,0 \cdot 10^{-18}$	2,0	1	350	$1,0 \cdot 10^{-14}$
Эпик	$1,0 \cdot 10^{-21}$	3,0	1	350	$5,0 \cdot 10^{-14}$
Зидентопф	$1,6 \cdot 10^{-21}$	2,85	3,2	320	$2,5 \cdot 10^{-15}$
Эпик	$8,4 \cdot 10^{-21}$	2,85	1	350	$1,1 \cdot 10^{-13}$
Инхам	$2,5 \cdot 10^{-26}$	4,0	0,4	840	$1,3 \cdot 10^{-13}$
Гизе 1	$1,0 \cdot 10^{-20}$	2,5	1,6	6,4	$2,8 \cdot 10^{-15}$
2	$7,4 \cdot 10^{-26}$	4,0	0,16	4,1	$6,0 \cdot 10^{-12}$
3	$2,2 \cdot 10^{-26}$	4,0	0,16	4,1	$1,8 \cdot 10^{-12}$
Вайнберг	$7,4 \cdot 10^{-26}$	4,0	0,17	4,4	$5,0 \cdot 10^{-12}$

даны грубые оценки скорости увеличения положительного заряда (потеря электронов) частицами железа и никеля (в расчете на сечение 1 см^2) на расстоянии 1 а. е. от Солнца [417]. Оценки базируются



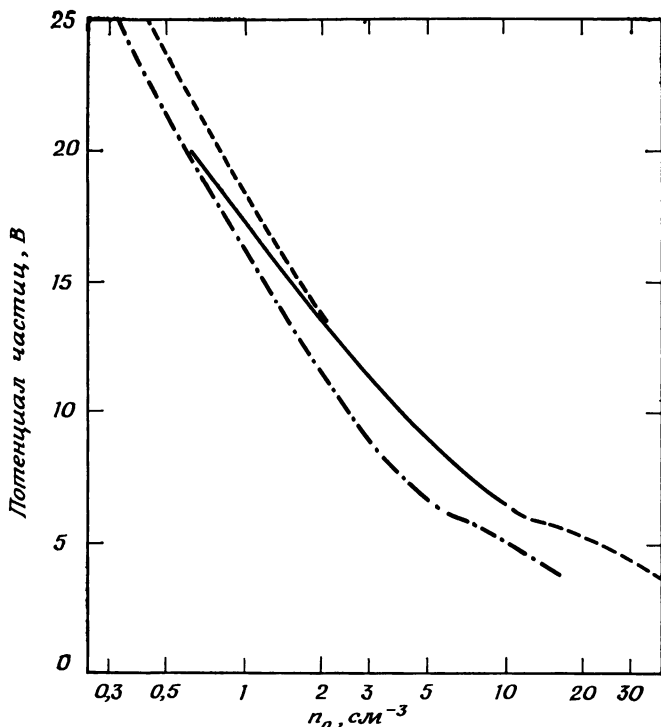
Р и с. 1.29. Скорость истечения фотоэлектронов и скорость захвата электронов солнечного ветра как функция потенциала частиц [417].

Таблица 1.6

Скорость возрастания положительного заряда по оценкам Уайатта [417]

№	Процесс	Скорость, см/с
1	Потери электронов под воздействием солнечных квантов	$+1,7 \cdot 10^9$
2	Прилипание электронов солнечного ветра	$-1,3 \cdot 10^9$
3	Прилипание протонов солнечного ветра	$\leq +1,5 \cdot 10^8$
4	Вторичная электронная эмиссия под действием электронов солнечного ветра	$+6 \cdot 10^7$
5	Вторичная эмиссия электронов под действием протонов солнечного ветра	$\leq +4 \cdot 10^7$
6	Распыление ионами солнечного ветра	$\leq -4 \cdot 10^6$
7	Тепловая эмиссия	≈ 0
8	Автоэлектронная эмиссия	≈ 0

на предположении о том, что концентрация солнечного ветра, его скорость и температура равны соответственно 3 см^{-3} , 500 км/с и $2 \cdot 10^5 \text{ К}$; предполагается также, что потенциал пылинок $+10 \text{ В}$.



Р и с. 1.30. Равновесный потенциал пылинок в условиях спокойного Солнца как функция концентрации n_0 солнечного ветра на 1 а. е. Пунктирная кривая дает максимальный потенциал при температуре плазмы; штрихпунктирная кривая дает минимальный потенциал для температуры в пределах наблюдаемых значений $6 \cdot 10^4$ К. Сплошная кривая представляет наиболее вероятный потенциал [417].

Уайатт [417] показал, что равновесный потенциал частиц межпланетной пыли определяется, по существу, балансом между процессами выбивания фотоэлектронов солнечными фотонами и захвата частицами электронов солнечного ветра. На рис. 1.29 показаны скорости этих двух процессов на расстоянии земной орбиты для вышеупомянутых параметров солнечного ветра. Пересечение кривых дает равновесный потенциал в этом частном случае около 11,5 В. На рис. 1.30 равновесный потенциал частиц представлен как функция плотности солнечного ветра.

ЛИТЕРАТУРА

1. 1. Учебные руководства

1. *Eddington A. S.*, The internal constitution of the stars, Cambridge Univ. Press., London, 1926.
2. *Schwarzschild M.*, Structure and evolution of the stars, Princeton Univ. Press, 1958. (Русский перевод: *М. Шварцшильд*, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.)
3. *Unsöld A.*, Physik der Sternatmosphären mit besonderer Berücksichtigung der Sonne, Springer-Verlag, 1938. (Русский перевод: *А. Унзольд*, Физика звездных атмосфер, ИЛ, М., 1949.)

Общие работы

4. *Aller L. H.*, Astrophysics; nuclear transformations, stellar interiors and nebulae, Ronald Press, New York, 1954. (Русский перевод: *Аллер Л.*, Астрофизика. Т. I. Атмосферы Солнца и звезд, ИЛ, М., 1958.)
5. *Brandt J. C., Hodge P. W.*, Solar system astrophysics, McGraw-Hill, New York, 1964. (Русский перевод: *Дж. Брандт, П. Ходж*, Астрофизика солнечной системы, «Мир», М., 1967.)
6. *Chiu H.-Y.*, Stellar physics, Vol. 1, Blaisdell, Waltham, Mass., 1968.
7. *Clayton D. D.*, Principles of stellar evolution and nucleosynthesis, McGraw-Hill, New York, 1968.

Статьи

8. *Bethe H. A.*, Energy production in stars, Phys. Today, 21 (9), 36—44 (1968).
9. *Cameron A. G. W.*, Origin of the solar system, Introduction to space science, ed. W. N. Hess, Gordon and Breach, New York, 1965, pp. 553—584.
10. *Demarque P. R., Percy J. R.*, A series of solar models, Astrophys. J., 140, 541—543 (1964).
11. *Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman B. A.*, Thermonuclear reaction rates, A. Rev. Astr. Astrophys. 5, 525—570 (1967).
12. *Iben I., Jr.*, Stellar evolution. I. The approach to the main sequence, Astrophys. J., 141, 993—1018 (1965).
13. *Iben I., Jr.*, Stellar evolution. II. The evolution of a $3M_{\odot}$ star from the main sequence through core helium burning. Astrophys. J., 142, 1447—1467 (1965).
14. *Nakano T., Ohyama N., Hayashi C.*, Rapid contraction of a protostar to the stage of quasihydrostatic equilibrium. I, II, Prog. Theor. Phys., 39, 1448—1467 (1968); 43, 672—683 (1970).
15. *Narita S., Nakano T., Hayashi C.*, Rapid contraction of protostars to the stage of quasi-hydrostatic equilibrium. Iii, Prog. Theor. Phys. 43, 942—64 (1970).
16. *Sears R. L.*, Helium content and neutrino fluxes in solar models, Astrophys. J., 140, 477—484 (1964).
17. *Strömberg B.*, The sun as a star. The sun, ed. G. P. Kuiper, vol. I of "The solar system", Chicago Univ. Press (1953), pp. 36—87. (Русский перевод: Солнце, под. ред. Дж. Койпера, ИЛ, М., 1957.)
18. *Torres-Peimbert S., Simpson E., Ulrich R. K.*, Studies in stellar evolution, VII. Solar models, Astrophys. J., 155, 957—964 (1969).

1.2—1.3. Общие работы

19. *Aller L. H.*, Astrophysics; the atmosphere of the sun and stars, 2nd ed., Ronald Press, New York, 1963. (Русский перевод: *Аллер Л.*, Астрофизика. Т. I. Атмосферы Солнца и звезд, ИЛ, М., 1958.)
20. *Zirin H.*, The solar atmosphere. Blaisdell, Waltham, Mass., 1966. (Русский перевод: *Зирин Г.*, Солнечная атмосфера, «Мир», М., 1969.)

Статьи

21. *Allen C. W.*, The interpretation of the XUV solar spectrum, *Space Sci. Rev.*, **4**, 91—122 (1965).
22. *Argo H. V.*, *Berger J. A.*, *Evans W. D.*, *Singer S.*, 16—40 Å coronal X-ray emission during the 12 November 1966 eclipse, *Sol. Phys.*, **5**, 551—563 (1968).
23. *Austin W. E.*, *Purcell J. D.*, *Snider C. B.*, *Tousey R.*, *Widing K. G.*, Recent extreme ultraviolet solar spectra and spectroheliograms, Space research VII. Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam (1967), pp. 1252—1261.
24. *Austin W. E.*, *Tousey R.*, *Widing K. G.*, Coronal emission-line intensities in the extreme ultraviolet, *Astrophys. J.*, **145**, 373—379 (1966).
25. *Avery L. W.*, *House L. L.*, A solar spicule model based upon calcium II K line radiative transfer studies, *Sol. Phys.*, **10**, 88—103 (1969).
26. *Banos G. J.*, *Macris C. J.*, New observational results for the solar chromosphere, *Sol. Phys.*, **12**, 106—114 (1970).
27. *Barnes A.*, Collisionless heating of the solar-wind plasma. II. Application of the theory of plasma heating by hydromagnetic waves, *Astrophys. J.*, **155**, 311—321 (1969).
28. *Beckers J. M.*, High-resolution measurements of photosphere and sunspot velocity and magnetic fields using a narrow-band birefringent filter, *Sol. Phys.*, **3**, 258—268 (1968).
29. *Billings D. E.*, A guide to the solar corona. Academic Press, New York, 1966.
30. *Bonnet R. M.*, Stigmatic spectra of the sun between 1800 Å and 2800 Å, Space research VIII eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 458—472.
31. *Bray R. J.*, High-resolution photography of the solar chromosphere. II. The relationship between chromospheric and photospheric faculae, *Sol. Phys.*, **4**, 318—322 (1968).
32. *Burton W. M.*, Solar photography in the extreme ultraviolet, *Sol. Phys.*, **8**, 53—71 (1969).
33. *Chapman G. A.*, *Sheeley N. R., Jr.*, The photospheric network, *Sol. Phys.*, **5**, 442—461 (1968).
34. *D'Angelo N.*, Heating of the solar corona, *Sol. Phys.*, **7**, 321—328 (1969).
35. *Drago F. G.*, *Noci G. G.*, Radio observation of the solar eclipse of May 20, 1966, *Sol. Phys.*, **7**, 276—294 (1969).
36. *Elwert G.*, Theory of X-ray emission of the sun, *J. Geophys. Res.*, **66**, 391—401 (1961).
37. *Elwert G.*, Comparison of Tousey's X-ray spectrum of the sun with theory. Space research VII, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1287—1295.
38. *Friedman H.*, Energetic solar radiations, *Annals of the IQSY*, Vol. 4, ed. A. C. Stickland, M. I. T. Press, Cambridge, Mass., 1969, pp. 36—56.
39. *Van Gils J. N.*, *De Graaff W.*, Absolute intensities in the solar X-ray spectrum near minimum activity, *Sol. Phys.*, **2**, 290—329 (1967).
40. *Gingerich O.*, *de Jager C.*, The Bilderberg model of the photosphere and low chromosphere, *Sol. Phys.*, **3**, 5—25 (1968).

41. *Gingerich O., Rich J. C.*, The far ultraviolet spectrum of the sun, *Sol. Phys.*, **3**, 82—88 (1968).
42. *Goldberg L., Pierce A. K.*, The photosphere of the sun, *Handbuch der Physik*, Vol. LII, Astrophysics III, The solar system, ed. S. Flügge, Springer-Verlag, 1959, pp. 1—79.
43. *Hall L. A., Hinteregger H. E.*, Solar radiation in the extreme ultraviolet and its variation with solar rotation, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6959—6965 (1970).
44. *Hansen R. T., Garcia C. J., Hansen S. F.*, Brightness variations of the white light corona during the years 1964—7, *Sol. Phys.*, **7**, 417—433 (1969).
45. *Hinteregger H. E.*, Absolute intensity measurements in the extreme ultraviolet spectrum of solar radiation, *Space Sci. Rev.*, **4**, 461—497 (1965).
46. *Hinteregger H. E.*, Effects of solar XUV radiation on the earth's atmosphere. *Annals of the ISQY*, Vol. 5, ed A. C. Stickland, M. I. T. Press, Cambridge, Mass. 1969, pp. 305—321.
47. *Hinteregger H. E., Hall L. A.*, Solar extreme ultraviolet emissions in the range 260—1300 Å observed from OSO-III, *Sol. Phys.* **6**, 175—182 (1969).
48. *Howard R.*, Velocity fields in the solar atmosphere, *Sol. Phys.* **2**, 3—33 (1967).
49. *De Jager C.*, Structure and dynamics of the solar atmosphere, *Handbuch der Physik*, Vol. LII, Astrophysics III, The solar system, ed. S. Flügge, Springer-Verlag, 1959, S. 80—362.
50. *Janssens T. J.*, Long-term observations of the H α chromospheric network, *Sol. Phys.*, **11**, 222—242 (1970).
51. *Jordan C.*, The relative intensities of CI lines in the solar EUV spectrum, *Sol. Phys.*, **2**, 441—450 (1967).
52. *Крам Б. А.*, A model of the inhomogeneous chromosphere of the sun. *Sol. Phys.*, **1**, 191—203 (1967).
53. *Крам Б. А., Крам Т. Б.*, On physical properties of solar spicules, *Sol. Phys.*, **17**, 355—368 (1971).
54. *Kundu M. R.*, Solar radio astronomy, Interscience, New York, 1965.
55. *Kuperus M.*, The heating of the solar corona, *Space Sci. Rev.*, **9**, 713—739 (1969).
- 55a. *Kuperus M., Athay R. G.*, On the origin of spicules in the chromosphere corona transition region, *Sol. Phys.*, **1**, 361—370 (1969).
56. *Labs D., Neckel H.*, The solar constant, *Sol. Phys.*, **19**, 3—15 (1971).
57. *Lambert D. L.*, A simplified model solar atmosphere. *Sol. Phys.*, **3**, 118—124 (1968).
58. *Landini M., Russo D., Tagliaferri G. L.*, Solar X-ray flux measured by the 1964-01-D solar radiation satellite during the I.Q.S.Y., *Planet. Space Sci.*, **15**, 231—237 (1967).
59. *Laue E. G., Drummond A. J.*, Solar constant: first direct measurements, *Science*, N. Y., **161**, 888—891 (1968).
60. *Mäcke R.*, On the energy dissipation of fast hydromagnetic shock waves in the solar chromosphere, *Sol. Phys.*, **10**, 348—356 (1969).
61. *Mallison H. H.*, The solar energy spectrum, *Sky Telesc.*, **29**, 162—165 (1965).
62. *Мандельштам С. Л.*, X-ray emission of the sun, *Space. Sci. Rev.*, **4**, 587—665 (1965).
63. *Mattig W., Mehltrötter J. P., Nesis A.*, Studies of granular velocities. I. Granular Doppler shifts and convective motion., *Sol. Phys.*, **10**, 254—261 (1969).
64. *Musman S.*, The effect of finite resolution on solar granulation, *Sol. Phys.*, **7**, 178—186 (1969).
65. *Nakada M. P.*, A study of the composition of the lower solar corona, *Sol. Phys.*, **7**, 302—320 (1969).

66. *Namba O., Diemel W. E.*, A morphological study of the solar granulation., *Sol. Phys.*, **7**, 167—177 (1969).
67. *Neupert W. M., White W. A., Gates W. J., Swartz M., Young R. M.*, X-ray and extreme ultraviolet (1—400 Å) spectroscopy of the sun, from OSO-III, *Sol. Phys.*, **6**, 183—192 (1969).
68. *Newkirk G., Altschuler M. D., Harvey J.*, Influence of magnetic fields on the structure of the solar corona, Structure and development of solar active regions, ed. K. O. Kiepenheuer, Springer-Verlag, New York, 1968, p. 379—384.
69. *Newkirk G., Jr., Altschuler M. D.*, Magnetic fields and the solar corona, III. The observed connection between magnetic fields and the density structure of the corona. *Sol. Phys.*, **13**, 131—152 (1970).
70. *Newstead R. A.*, Solar limb brightening and enhancement measurements at 1.2 mm, *Sol. Phys.*, **6**, 56—66 (1969).
71. *Никольский Г. М.*, The energy distribution in the solar EUV spectrum and abundance of elements in the solar atmosphere, *Sol. Phys.*, **6**, 399—409 (1969).
72. *Parkinson W. H., Reeves E. M.*, Measurements in the solar spectrum between 1400 and 1875 Å with a rocket-borne spectrometer, *Sol. Phys.*, **10**, 342—347 (1969).
73. *Pasachoff J. M., Noyes R. W., Beckers J. M.*, Spectral observations of spicules at two heights in the solar chromosphere, *Sol. Phys.*, **5**, 131—158 (1968).
74. *Pawsey J. L.*, Observations of brightness over the disk of the quiet sun at frequencies of 85,500 and 1400 Mc/s. Radio Astronomy IAU Symposium 4, ed. H. C. van de Hulst, Cambridge Univ. Press, 1957, pp. 284—289.
75. *Pawsey J. L., Bracewell R. N.*, Radio astronomy, Oxford Univ. Press, 1955.
76. *Pottasch S. R.*, On the interpretation of the solar ultraviolet emission line spectrum, *Space Sci. Rev.*, **3**, 816—855 (1964).
77. *Prag A. B., Morse F. A.*, Variations in the solar ultraviolet flux from July 13 to August 9, 1968, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4613—4621 (1970).
78. *Purcell J. D., Tousey R., Koomen M. J.*, Extreme ultraviolet heliograms and the sun's corona. Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam 1968, pp. 450—457.
79. *Van Rensbergen W.*, The influence of doubly excited levels on the ionization formula for the solar corona, *Sol. Phys.*, **1**, 354—360 (1967).
80. *Riddle A. C.*, Height of the slowly varying component of radio emission at 9.1 cm during the quiet sun years, *Sol. Phys.*, **6**, 251—254 (1969).
81. *Roosen J., Goh T.*, The distribution of the 9 cm radio emission over the solar disk during the sunspot minimum, *Sol. Phys.*, **1**, 242—253 (1967).
82. *Rugge H. R., Walker A. B. C., Jr.*, Solar X-ray spectrum below 25 Å, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 439—449.
83. *Sheeley N. R., Jr.*, The evolution of the photospheric network. *Sol. Phys.*, **9**, 347—357 (1969).
84. *Shimabukuro F. I.*, The 3.3-mm brightness distribution of the quiet sun, *Sol. Phys.*, **12**, 438—446 (1970).
85. *Simon M., Zirin H.*, The coarse structure of the solar atmosphere, *Sol. Phys.*, **9**, 317—327 (1969).
86. *Sloan W. A.*, Observations of solar chromospheric fine structures in the light of Lyman- α , *Sol. Phys.*, **4**, 196—211 (1968).
87. *Sloan W. A.*, Intensity measurements of chromospheric fine structures in Lyman- α , *Sol. Phys.*, **5**, 329—337 (1968).
88. *Tanenbaum A. S., Wilcox J. M., Frazier E. N., Howard R.*, Solar velocity fields: 5-min oscillations and supergranulation, *Sol. Phys.*, **9**, 328—342 (1969).
89. *Timothy A. F., Timothy J. G.*, Long-term intensity variations in the solar

- helium 2 Lyman alpha line, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6950—6958 (1970).
90. *Tousey R.*, The extreme ultraviolet spectrum of the sun, *Space Sci. Rev.*, **2**, 3—69 (1963).
 91. *Tousey R.*, The radiation from the sun. The middle ultraviolet: its science and technology, ed. A.E.S. Green, Wiley, New York, 1966, pp. 1—39.
 92. *Tsuchiya A.*, The slowly varying component of the solar radio emission around 1-cm wavelength, *Sol. Phys.*, **7**, 268—275 (1969).
 93. *Underwood J. H.*, Solar X-rays. *Science*, N. Y., **159**, 383—390 (1968).
 94. *Underwood J. H.*, *Muney W. S.*, A glancing incidence solar telescope for the soft X-ray region, *Sol. Phys.*, **1**, 129—144 (1967).
 95. *Widing K. G.*, *Purcell J. D.*, *Sandlin G. D.*, The UV continuum 1450—2100 Å and the problem of the solar temperature minimum, *Sol. Phys.*, **12**, 52—62 (1970).
 96. *Willson R. C.*, Active cavity radiometric scale, international pyrheliometric scale, and solar constant, *J. Geophys. Res.*, **76**, 4325—4340 (1971).
 97. *Wilson P. R.*, Temperature fluctuations in the solar photosphere. II. The mean limb-darkening and the second maximum, *Sol. Phys.*, **9**, 303—314 (1969).
 98. *Житник И. А.*, *Крутов В. В.*, *Малявкин Л. П.*, *Мандельштам С. Л.*, *Черемухин Г. С.*, The X-ray photographs and the spectrum of the sun in the region 9.5—200 Å, *Space research VII*, Vol. II, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1263—1280.

1.4. Учебные руководства

99. *Brandt J. C.*, *Hodge P. W.*, *Solar system astrophysics*, McGraw-Hill, New York, 1964. (Русский перевод: *Брандт Дж.*, *Ходж П.*, *Астрофизика солнечной системы*, «Мир», М., 1967.)
100. *Parker E. N.*, *Interplanetary dynamical processes*, Interscience, New York, 1963. (Русский перевод: *Паркер Е.*, *Динамические процессы в межпланетной среде*, «Мир», М., 1965.)

Статьи

101. *Alfonso-Faus A.*, Rotation of the solar wind plasma, *Planet. Space Sci.*, **16**, 1—6 (1968).
102. *Alloucherie Y.*, Diffusion of heavy ions in the solar corona, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6899—6914 (1970).
103. *Axford W. I.*, Observation of the interplanetary plasma, *Space Sci. Rev.*, **8**, 331—365 (1968).
104. *Axford W. I.*, *Dessler A. J.*, *Gottlieb B.*, Termination of solar wind and solar magnetic field, *Astrophys. J.*, **137**, 1268—1278 (1963).
105. *Barnes A.*, Collisionless heating of the solar-wind plasma, I. Theory of the heating of collisionless plasma by hydromagnetic waves, *Astrophys. J.*, **154**, 751—759 (1968).
106. *Barnes A.*, Collisionless heating of the solar-wind plasma. II. Application of the theory of plasma heating by hydromagnetic waves, *Astrophys. J.*, **155**, 311—321 (1969).
107. *Barth C. A.*, Mariner 6 measurements of the Lyman-alpha sky background, *Astrophys. J.*, **161**, L181—L184 (1970).
108. *Blum P. W.*, *Fahr H. L.*, Solar wind tail and the anisotropic production of fast hydrogen atoms, *Nature*, Lond., **223**, 936—937 (1969).
109. *Blum P. W.*, *Fahr H. J.*, The distribution of interplanetary hydrogen, *Astrophys. Lett.*, **6**, 127—128 (1970).
110. *Brandt J. C.*, Interplanetary gas, IX. Effects on the local interstellar medium, *Icarus*, **3**, 253—263 (1964).

111. *Brandt J. C.*, Chemical composition of the photosphere and corona as influenced by the solar wind, *Astrophys. J.*, **143**, 265—266 (1966).
112. *Brandt J. C.*, *Cassinelli J. P.*, Interplanetary gas, XI. An exospheric model of the solar wind, *Icarus*, **5**, 47—63 (1966).
113. *Brandt J. C.*, *Wolff C.*, *Cassinelli J. P.*, Interplanetary gas, XVI. A calculation of the angular momentum of the solar wind, *Astrophys. J.*, **156**, 1117—1124 (1969).
114. *Bühler F.*, *Eberhardt P.*, *Geiss J.*, *Meister J.*, Apollo 11 solar wind composition experiment: first results, *Science, N. Y.*, **166**, 1502—1503 (1969).
115. *Burlaga L. F.*, *Ogilvie K. W.*, Heating of the solar wind, *Astrophys. J.*, **159**, 659—670 (1970).
116. *Carvillano R. L.*, *Siscoe G. L.*, Corotating structure in the solar wind, *Sol. Phys.*, **8**, 401—414 (1969).
117. *Chamberlain J. W.*, Interplanetary gas, II. Expansion of a model solar corona, *Astrophys. J.*, **131**, 47—56 (1960).
118. *Chambers W. H.*, *Fehlan P. E.*, *Fuller J. C.*, *Kunz W. E.*, Anisotropic atomic hydrogen distribution in interplanetary space, *Nature, Lond.*, **225**, 713—714 (1970).
119. *Chapman S.*, Notes on the solar corona and the terrestrial ionosphere (with suppl. note by H. Zirin), *Smithson. Contrib. Astrophys.*, **2**, 1—14 (1957).
120. *Daehler M.*, *Mack J. E.*, *Stoner J. A., Jr.*, *Clarke D.*, *Ring J.*, Measurements of the H β profile in the zodiacal light spectrum, *Planet. Space Sci.*, **16**, 795—801 (1968).
121. *Dahlberg E.*, Viscous model of solar wind flow, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6312—6317 (1970).
122. *Davis L., Jr.*, Interplanetary magnetic fields and cosmic rays, *Phys. Rev.*, **100**, 1440—1444 (1955).
123. *Dessler A. J.*, Solar wind and interplanetary magnetic field, *Rev. Geophys.*, **5**, 1—41 (1967).
124. *Egidi A.*, *Pizzella G.*, *Signorini C.*, Measurement of the solar wind direction with the IMP I satellite, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2807—2814 (1969).
125. *Eisler T. J.*, Convergent solutions of the inviscid solar wind equations, *Sol. Phys.*, **7**, 46—48 (1969).
126. *Eisler T. J.*, Asymptotic solutions of the viscous solar wind equations, *Sol. Phys.*, **7**, 49—53 (1969).
127. *Eviatar A.*, *Schulz M.*, Ion-temperature anisotropies and the structure of the solar wind, *Planet. Space Sci.*, **18**, 321—332 (1970).
128. *Forslund D. W.*, Instabilities associated with heat conduction in the solar wind and their consequences, *J. Geophys. Res.*, **75**, 17—28 (1970).
129. *Fredricks R. W.*, Electrostatic heating of solar wind ions beyond 0.1 a.u., *J. Geophys. Res.*, **74**, 2919—2922 (1969).
130. *Geiss J.*, *Eberhardt P.*, *Bühler F.*, *Meister J.*, *Signer P.*, Apollo 11 and 12 solar wind composition experiments: Fluxes of He and Ne isotopes, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5972—5979 (1970).
131. *Geiss J.*, *Hirt P.*, *Leutwyler H.*, On acceleration and motion of ions in corona and solar wind, *Sol. Phys.*, **12**, 458—483 (1970).
132. *Griffel D. H.*, *Davis L.*, The anisotropy of the solar wind, *Planet. Space Sci.*, **17**, 1009—1020 (1969).
133. *Hansen R. T.*, *Hansen S. F.*, *Loomis H. C.*, Differential rotation of the solar electron corona, *Sol. Phys.*, **10**, 135—149 (1969).
134. *Hartle R. E.*, *Barnes A.*, Nonthermal heating in the two-fluid solar wind model, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6915—6931 (1970).
135. *Hartle R. E.*, *Sturrock P. A.*, Two-fluid model of the solar wind, *Astrophys. J.*, **151**, 1155—1170 (1968).
136. *Hollweg J. V.* Collisionless solar wind, 1. Constant electron temperature, *J. Geophys. Res.*, **75**, 2403—2418 (1970).

137. *Hollweg J. A., Völk H. J.*, Two new plasma instabilities in the solar wind. *Nature, Lond.*, **225**, 441—442 (1970).
138. *Holzer T. E., Axford W. I.*, The theory of stellar winds and related flows, *A. Rev. Astron. Astrophys.*, **8**, 31—60 (1970).
139. *Hundhausen A. J.*, Direct observations of solar wind particles, *Space Sci. Rev.*, **8**, 690—749 (1968).
140. *Hundhausen A. J.*, Interplanetary neutral hydrogen and radius of the heliosphere, *Planet. Space Sci.*, **16**, 783—793 (1968).
141. *Hundhausen A. J.*, Nonthermal heating in the quiet solar wind, *J. Geophys. Res.*, **74**, 5810—5813 (1969).
142. *Hundhausen A. J.*, Composition and dynamics of the solar wind plasma, *Rev. Geophys., Space Phys.*, **8**, 729—811 (1970).
143. *Hundhausen A. J., Asbridge J. R., Bame S. J., Gilbert H. E., Strong I. B.*, Vela 3 satellite observations of solar wind ions: a preliminary report, *J. Geophys. Res.*, **72**, 87—100 (1967).
144. *Hundhausen A. J., Bame S. J., Ness N. F.*, Solar wind thermal anisotropies: Vela 3 and IMP 3, *J. Geophys. Res.*, **72**, 5265—5274 (1967).
145. *Hundhausen A. J., Gilbert H. E., Bame S. J.*, The state of ionization of oxygen in the solar wind, *Astrophys. J.*, **152**, L3—L5 (1968).
146. *Hundhausen A. J., Gilbert H. E., Bame S. J.*, Ionization state of the interplanetary plasma, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5485—5493 (1968).
147. *Hundhausen A. J., Montgomery M. D.*, Heat conduction and nonsteady phenomena in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **76**, 2236—2244 (1971).
148. *De Jager C.*, The sun as a source of interplanetary gas, *Space Sci. Rev.*, **1**, 487—521 (1962).
149. *Jockers K.*, On the stability of the solar wind, *Sol. Phys.*, **3**, 603—610 (1968).
150. *Kennel C. F., Scarf F. L.*, Thermal anisotropies and electromagnetic instabilities in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6149—6165 (1968).
151. *Конюков М. В.*, Выброс плазмы из Солнца в случае, когда теплопроводность играет существенную роль, *Геомагн. и аэронавигация*, **8**, 489—495 (1968).
152. *Конюков М. В.*, Режим истечения плазмы из Солнца, *Геомагн. и аэронавигация*, **10**, 9—16 (1970).
153. *Kozlovsky, B.-Z.* The stages of ionization of oxygen and helium in the solar wind, *Sol. Phys.*, **5**, 410 (1968).
154. *Курт В. Г., Сюняев Р. А.*, Наблюдения и интерпретация галактического ультрафиолетового излучения, *Астрон. ж.*, **11**, 928—931 (1968).
155. *Lüst R.*, Interplanetary plasma, *Space Sci. Rev.*, **1**, 522—552 (1962).
156. *Lyon E., Egidi A., Pizzella G., Bridge H., Binsack J., Baker R., Butler R.*, Plasma measurements on Explorer 33 (I) interplanetary region, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 99—106.
157. *Mackin R. J., Jr., Neugebauer M.* (eds.), The solar wind, California Institute of Technology, Pasadena, California, 1966.
158. *Menzel D. H., Aller L. H.*, Physical processes in gaseous nebulae, XVI. The abundance of OIII., *Astrophys. J.*, **94**, 30—36 (1941).
159. *Montgomery M. D., Bame S. J., Hundhausen A. J.*, Solar wind electrons: Vela 4 measurements, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4999—5003 (1968).
160. *Ness N. F., Hundhausen A. J., Bame S. J.*, Observations of the interplanetary medium: Vela 3 and Imp 3, 1965—67, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6643—60 (1971).
161. *Neugebauer M., Snyder C. W.*, Mariner 2 observations of the solar wind, I. Average properties, *J. Geophys. Res.*, **71**, 4469—4484 (1966).
162. *Noble L. M., Scarf F. L.*, Conductive heating of the solar wind. I., *Astrophys. J.*, **138**, 1169—1181 (1963).

163. *Ogilvie K. W., Wilkerson T. D.*, Helium abundance in the solar wind, *Sol. Phys.*, **8**, 435—449 (1969).
164. *Parker E. N.*, Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.*, **128**, 664—676 (1958).
165. *Parker E. N.*, Kinetic properties of interplanetary matter, *Planet. Space Sci.*, **9**, 461—475 (1962).
166. *Parker E. N.*, Theoretical studies of the solar wind phenomenon, *Space Sci. Rev.*, **9**, 325—360 (1969).
167. *Patterson T. N. L., Johnson F. S., Hanson W. B.*, The distribution of interplanetary hydrogen, *Planet. Space Sci.*, **11**, 767—778 (1963).
168. *Pneuman G. W.*, Interaction of the solar wind with a large-scale solar magnetic field, *Astrophys. J.*, **145**, 242—254 (1966).
169. *Reay N. K., Ring J.*, Radial velocity and intensity measurements of night sky H β emission line, *Planet. Space Sci.*, **17**, 561—573 (1969).
170. *Robbins D. E., Hundhausen A. J., Bame S. J.*, Helium in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1178—1187 (1970).
171. *Scarf F. L.*, The origin of the solar wind, *The solar wind*, eds. J. R. Mackin, Jr., and M. Neugebauer, California Institute of Technology, Pasadena, California, 1966, pp. 199—214.
172. *Scarf F. L., Noble L. M.*, Conductive heating of the solar wind, II. The inner corona, *Astrophys. J.*, **141**, 1479—1491 (1965).
173. *Semar C. L.*, Effect of interstellar neutral hydrogen on the termination of the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6892—6898 (1970).
174. *Siscoe G. L., Finley L. T.*, Meridional (north—south) motions of the solar wind, *Sol. Phys.*, **9**, 452—466 (1969).
175. *Siscoe G. L., Finley L. T.*, Solar wind structure determined by corotating coronal inhomogeneities, 1. Velocity-driven perturbations, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1817—1825 (1970).
176. *Siscoe G. L., Goldstein B., Lazarus A. J.*, An east — west asymmetry in the solar wind velocity, *J. Geophys. Res.*, **74**, 1759—1762 (1969).
177. *Spitzer L., Jr.*, *Physics of fully ionized gases*, Interscience, New York, 1956. (Русский перевод: *Спитцер Л.*, Физика полностью ионизованного газа, ИЛ, М., 1957.)
178. *Sturrock P. A., Hartle R. E.*, Two-fluid model of the solar wind, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 628—631 (1966).
179. *Tiuri M. E.*, Decametric radiation from Jupiter and ionospheric disturbances induced by artificial satellites, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1203—1210 (1967).
180. *Urch I. H.*, A model of the magnetized solar wind, *Sol. Phys.*, **10**, 219—228 (1969).
181. *Van den Heuvel E. P. J.*, On the dependence on heliographic latitude of the solar wind density, *Bull. Astr. Inst. Neth.*, **18**, 161—166 (1966).
182. *Weber E. J.*, The rotation of the solar atmosphere, *Sol. Phys.*, **9**, 150—159 (1969).
183. *Weber E. J.*, The effect of finite electrical conductivity on the angular-momentum loss of the sun due to the solar wind, *Sol. Phys.*, **7**, 470—477 (1969).
184. *Weber E. J., Davis L., Jr.*, The effect of viscosity and anisotropy in the pressure on the azimuthal motion of the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **75**, 2419—2428 (1970).
185. *Whang Y. C., Chang C. C.*, An inviscousid model of the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **70**, 4175—4180 (1965).
186. *Whang Y. C., Liu C. K., Chang C. C.*, A viscous model of the solar wind, *Astrophys. J.*, **145**, 255—269 (1966).
187. *Wolfe J. H., Silva R. M., McKibbin D. D., Mason R. H.*, The compositional, anisotropic, and nonradial flow characteristics of the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **71**, 3329—3335 (1966).

188. Yeh T., A three-fluid model of solar winds, *Planet. Space Sci.*, **18**, 199—215 (1970).
189. Yeh T., An explicit solution for polytropic solar wind equations, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6309—6311 (1970).

1.5. Учебные руководства

190. De Jager C., Structure and dynamics of the solar atmosphere, *Handbuch der Physik*, Bd. LII, Astrophysics III: The solar system, ed. S. Flügge, Springer-Verlag, 1959, S. 80—362. (Русский перевод: К. де Ягер, Структура и динамика атмосферы Солнца, ИЛ, М., 1962).
191. Dungey J. W., *Cosmic electrodynamics*, Cambridge Univ. Press, London, 1958. (Русский перевод: Данжу Дж., Космическая электродинамика, Госатомиздат, М., 1961.)

Статьи

192. Altschuler M. D., Nakagawa Y., Lilliequist C. G., Concerning the origin of reversed motion in sunspots, *Sol. Phys.*, **3**, 466—481 (1968).
193. Altschuler M. D., Newkirk G., Jr., Magnetic fields and the structure of the solar corona, I. Methods of calculating coronal fields, *Sol. Phys.*, **9**, 131—149 (1969).
194. Anzer U., Stability analysis of the Kippenhahn-Schlüter model of solar filaments, *Soc. Phys.*, **8**, 37—52 (1969).
195. Anzer U., Tandberg-Hanssen E., A model for quiescent prominences with helical structure, *Sol. Phys.*, **11**, 61—67 (1970).
196. Babcock H. W., The topology of the sun's magnetic field and the 22-year cycle, *Astrophys. J.*, **133**, 572—587 (1961).
197. Becker U., The structure of the spot zone, *Z. Astrophys.*, **35**, 137—144 (1954).
198. Becker U., Investigations into the group formation of sunspots, *Z. Astrophys.*, **37**, 47—66 (1955).
199. Beckers J. M., Schröter E. H., The intensity, velocity and magnetic structure of a sunspot region, I. Observational technique: properties of magnetic knots, *Sol. Phys.*, **4**, 142—164 (1968).
200. Beckers J., Schröter E. H., The intensity, velocity and magnetic structure of a sunspot region, II. Some properties of umbral dots, *Sol. Phys.*, **4**, 303—314 (1968).
201. Beckers J. M., Schröter E. H., The intensity, velocity and magnetic structure of a sunspot region, III. On the origin of the apparent π -component in sunspot umbrae, *Sol. Phys.*, **7**, 22—25 (1969).
202. Beckers J. M., Schröter E. H., The intensity, velocity and magnetic structure of a sunspot region, IV. Properties of a unipolar sunspot, *Sol. Phys.*, **10**, 384—403 (1969).
203. Belcher J. W., Davis L., Jr., Smith E. J., Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium: Mariner 5, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2302—2308 (1969).
204. Бронштэн В. А., The structure of the far outer corona of 19 June 1936 *Soviet Astronomy*, **3**, 821—826 (1960).
205. Bruzek A., On arch filament systems in spotgroups, *Sol. Phys.*, **2**, 451—461 (1967).
206. Bruzek A., Motions in arch filament systems, *Sol. Phys.*, **8**, 29—36 (1969).
207. Витба В., Magnetic fields in small and young sunspots, *Sol. Phys.*, **1**, 371—376 (1967).

208. *Burlaga L. F.*, Micro-scale structures in the interplanetary medium, *Sol. Phys.*, **4**, 67—92 (1968).
209. *Burlaga L. F.*, Directional discontinuities in the interplanetary magnetic field, *Sol. Phys.*, **7**, 54—71 (1969).
210. *Burlaga L. F.*, *Ness N. F.*, Tangential discontinuities in the solar wind, *Sol. Phys.*, **9**, 467—477 (1969).
211. *Burns J. A.*, *Alfonso-Faus A.*, Discussion of paper by Antonio Alfonso-Faus, Solar wind and planetary rotation, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4449—4451 (1968).
212. *Chitre S. M.*, The evershed motion in sunspots, *Sol. Phys.*, **4**, 168—175 (1968).
213. *Chitre S. M.*, *Shaviv G.*, A model of the sunspot umbra, *Sol. Phys.*, **2**, 150—157 (1967).
214. *Clark A., Jr.*, Chromospheric magnetic fields associated with supergranulation, *Sol. Phys.*, **4**, 386—400 (1968).
215. *Clark A., Jr.*, *Johnson H. K.*, Magnetic-field accumulation in supergranules, *Sol. Phys.*, **2**, 433—440 (1967).
216. *Colburn D. S.*, *Sonett C. P.*, Discontinuities in the solar wind, *Space Sci., Rev.*, **5**, 439—506 (1966).
217. *Coleman P. J., Jr.*, Variations in the interplanetary magnetic field: Mariner 2, 1. Observed properties, *J. Geophys. Res.*, **71**, 5509—5531 (1966).
218. *Coleman P. J., Jr.*, Wave-like phenomena in the interplanetary plasma: Mariner 2, *Planet. Space Sci.*, **15**, 953—973 (1967).
219. *Coleman P. J., Jr.*, Turbulence, viscosity and dissipation in the solar-wind plasma, *Astrophys. J.*, **153**, 371—388 (1968).
220. *Coleman P. J., Jr.*, *Rosenberg R. L.*, North-south component of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **76**, 2917—2926 (1971).
221. *Coleman P. J., Jr.*, *Smith E. J.*, *Davis L., Jr.*, *Jones D. E.*, The radial dependence of the interplanetary magnetic field: 1.0—1.5 a.u., *J. Geophys. Res.*, **74**, 2826—2850 (1969).
222. *Davis L., Jr.*, *Smith E. J.*, *Coleman P. J., Jr.*, *Sonett C. P.*, Interplanetary magnetic measurements, The solar wind eds. R. J. Mackin, Jr. and M. Neugebauer, Pergamon Press, New York, 1966, pp. 35—52.
223. *Dessler A. J.*, Solar wind and interplanetary magnetic field, *Rev. Geophys.*, **5**, 1—41 (1967).
224. *Ferraro V.C.A.*, *Bhatia V. B.*, Corotation and solar wind in the solar corona and interplanetary medium, *Astrophys. J.*, **147**, 220—229 (1967).
225. *Григорьев В. М.*, Magnetic knots near a sunspot, *Sol. Phys.*, **6**, 67—71 (1969).
226. *Harvey J. W.*, *Tandberg-Hanssen E.*, The magnetic field in some prominences measured with the He I, 5876 Å line, *Sol. Phys.*, **3**, 316—320 (1968).
227. *Van den Heuvel E. P. J.*, On the dependence on heliographic latitude of the solar wind density, *Bull. Astr. Inst. Ned.*, **18**, 161—166 (1966).
228. *Hewish A.*, *Symonds M. D.*, Radio investigation of the solar plasma, *Planet. Space Sci.*, **17**, 313—320 (1969).
229. *Hewish A.*, *Wyndham J. D.*, The solar corona in interplanetary space, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **126**, 469—487 (1963).
230. *Hollweg J.*, Density fluctuations driven by Alfvén waves, *J. Geophys. Res.*, **76**, 5155—5166 (1971).
231. *Hundhausen A. J.*, Interplanetary neutral hydrogen and the radius of the heliosphere, *Planet. Space Sci.*, **16**, 783—793 (1968).
232. *Kawaguchi I.*, On the dome formation in the corona around a prominence observed at the total eclipse of 15 February 1961, *Sol. Phys.*, **1**, 420—436 (1967).
233. *Kawashima N.*, Analysis of fluctuations in the interplanetary magnetic field obtained by IMP 2, *J. Geophys. Res.*, **74**, 225—230 (1969).

234. *Kopp R. A., Kuperus M.*, Magnetic fields and the temperature structure of the chromosphere-corona interface, *Sol. Phys.*, **4**, 212—223 (1968).
235. *Kuperus M., Tandberg-Hanssen*, The nature of quiescent solar prominences, *Sol. Phys.*, **2**, 39—48 (1967).
236. *Leighton R. B.*, Transport of magnetic fields on the sun, *Astrophys. J.*, **140**, 1547—1562 (1964).
237. *Leighton R. B.*, A magneto-kinematic model of the solar cycle, *Astrophys. J.*, **156**, 1—26 (1969).
238. *Lundquist S.*, Magneto-hydrostatic fields, *Ark. för Fysik*, **2**, 361—365 (1951).
239. *Lüst R., Schlüter A.*, Force-free magnetic fields, *Z. Astrophys.*, **34**, 263—284 (1954).
240. *Maltby P., Mykland N.*, The intensity of the penumbra of large sunspots, *Sol. Phys.*, **8**, 23—28 (1969).
241. *Malville J. M.*, Motions and magnetic fields in quiescent prominences, *Sol. Phys.*, **4**, 323—331 (1968).
242. *Mattig W.*, The geometrical height-scale and the pressure equilibrium in the sunspot umbra, *Sol. Phys.*, **8**, 291—309 (1969).
243. *Moe O., Kjeldseth, Maltby P.*, A model for the penumbra of sunspots, *Sol. Phys.*, **8**, 275—278 (1969).
244. *Мыцель Э. П.*, Quasi-stationary emission of gases from the sun, *Space Sci. Rev.*, **3**, 139—231 (1964).
245. *Мыцель Э. П.*, Origin of the solar wind and its astrophysical aspects, *Annals of the IQSY*, Vol. 4, ed. A. C. Stickland, M.I.T. Press, Cambridge, Mass., 1969, pp. 67—87.
246. *Nakagawa Y.*, Thermal and dynamical stability of prominences, *Sol. Phys.*, **12**, 419—437 (1970).
247. *Nakagawa Y., Malville J. M.*, Periodic structures in quiescent prominences, *Sol. Phys.*, **9**, 102—115 (1969).
248. *Ness N. F., Wilcox J. M.*, Interplanetary sector structure, 1962—1966, *Sol. Phys.*, **2**, 351—359 (1967).
249. *Newkirk G., Jr., Dupree R. G., Schmahl E. J.*, Magnetic fields and the structure of the solar corona, II. Observations of the 12 November 1966 solar corona, *Sol. Phys.*, **15**, 15—39 (1970).
250. *Newkirk G., Jr., Harvey J.*, Coronal polar plumes, *Sol. Phys.*, **3**, 321—343 (1968).
251. *Ogilvie K. W., Burlaga L. F.*, Hydromagnetic shocks in the solar wind, *Sol. Phys.*, **8**, 422—434 (1969).
252. *Parker E. N.*, Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.*, **128**, 664—676 (1958).
253. *Pneuman G. W.*, Rotation of the solar corona, *Astrophys. J.*, **145**, 800—805 (1966).
254. *Pneuman G. W.*, Some general properties of helmeted coronal structures, *Sol. Phys.*, **3**, 578—597 (1968).
255. *Pneuman G. W.*, Coronal streamers, II. Open streamer configurations, *Sol. Phys.*, **6**, 255—275 (1969).
256. *Rosenberg R. L.*, Twenty-seven day deviations of the interplanetary magnetic field and plasmas from the Parker spiral model, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5310—5318 (1970).
257. *Rosenberg R. L., Coleman P. J., Jr., Colburn D. S.*, North—south component of the interplanetary magnetic field: Explorer 33 and 35 data, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6661—6665 (1971).
258. *Ruhm H.*, Gas-pressure and pressure-stratification in the sunspot, *Sol. Phys.*, **10**, 104—111 (1969).
259. *Saito K., Hyder C. L.*, A concentric ellipse multiple-arch system in the solar corona, *Sol. Phys.*, **5**, 61—86 (1968).
260. *Sari J. W., Ness N. F.*, Power spectra of the interplanetary magnetic field, *Sol. Phys.*, **8**, 155—165 (1969).

261. *Scarf F. L.*, Microscopic structure of the solar wind, *Space Sci. Rev.*, **11**, 234—270 (1970).
262. *Schatten K. H.*, *Ness N. F.*, *Wilcox J. M.*, Influence of a solar active region on the interplanetary magnetic field, *Sol. Phys.*, **5**, 240—256 (1968).
263. *Schatten K. H.*, *Wilcox J. M.*, *Ness N. F.*, A model of interplanetary and coronal magnetic fields, *Sol. Phys.*, **6**, 442—455 (1969).
264. *Северный А. Б.*, *Wilcox J. M.*, *Scherrer P. H.*, *Colburn D. S.*, Comparison of the mean photospheric magnetic field and the interplanetary magnetic field, *Sol. Phys.*, **15**, 3—14 (1970).
265. *Sheeley N. R., Jr.*, *Engvold O.*, Simultaneous measurements of magnetic fields and brightness fields using a 4-image spectroheliograph, *Sol. Phys.*, **12**, 69—83 (1970).
266. *Simon M.*, *Axford W. I.*, Shock waves in the interplanetary medium, *Planet. Space Sci.*, **14**, 901—908 (1966).
267. *Siscoe G. L.*, *Coleman P. J., Jr.*, On the north—south asymmetry in the solar wind, *Sol. Phys.*, **8**, 415—421 (1969).
268. *Siscoe G. L.*, *Davis L., Jr.*, *Coleman P. J., Jr.*, *Smith E. L.*, *Jones D. E.*, Power spectra and discontinuities of the interplanetary magnetic field: Mariner 4, *J. Geophys. Res.*, **73**, 61—82 (1968).
269. *Siscoe G. L.*, *Finley L. T.*, Meridional (north—south) motions of the solar wind, *Sol. Phys.*, **9**, 452—466 (1969).
270. *Siscoe C. L.*, *Finley L. T.*, Solar wind structure determined by corotating coronal inhomogeneities. I. Velocity-driven perturbations, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1817—1825 (1970).
271. *Sonett C. P.*, *Colburn D. S.*, *Davis L., Jr.*, *Smith E. J.*, *Coleman P. J., Jr.*, Evidence for a collision-free magnetohydrodynamic shock in interplanetary space, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 153—156 (1964).
272. *Sturrock P. A.*, *Smith S. M.*, Magnetic-field structure associated with coronal streamers, *Sol. Phys.*, **5**, 87—101 (1968).
273. *Unz F.*, *Walter K.*, General magnetic field and rotation of the outer layers of the sun, *Sol. Phys.*, **8**, 310—315 (1969).
274. *Urch I. H.*, A model of the magnetized solar wind, *Sol. Phys.*, **10**, 219—228 (1969).
275. *Veeder G. J.*, *Zirin H.*, The chromospheric magnetograph, *Sol. Phys.*, **12**, 391—402 (1970).
276. *Всехвятский С. К.*, The structure of the solar corona and the corpuscular streams, The solar corona, ed. J. W. Evans, Academic Press, New York, 1963, pp. 271—280.
277. *Weber E. J.*, *Davis L., Jr.*, The angular momentum of the solar wind, *Astrophys. J.*, **148**, 217—227 (1967).
278. *Wilcox J. M.*, The interplanetary magnetic field, Solar origin and terrestrial effects, *Space Sci. Rev.*, **8**, 258—328 (1968).
279. *Wilcox J. M.*, Statistical significance of the proposed heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **75**, 2587—2590 (1970).
280. *Wilcox J. M.*, *Colburn D. S.*, Interplanetary sector structure in the rising portion of the sunspot cycle, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2388—2392 (1969).
281. *Wilcox J. M.*, *Howard R.*, A large-scale pattern in the solar magnetic field, *Sol. Phys.*, **5**, 564—574 (1968).
282. *Wilcox J. M.*, *Ness N. F.*, Quasi-stationary corotating structure in the interplanetary medium, *J. Geophys. Res.*, **70**, 5793—5805 (1965).
283. *Wilcox J. M.*, *Ness N. F.*, Solar source of the interplanetary sector structure, *Sol. Phys.*, **1**, 437—445 (1967).
284. *Wilson P. R.*, The structure of a sunspot, I: The birth and development of a sunspot, *Sol. Phys.*, **3**, 243—257 (1968).
285. *Wilson P. R.*, The structure of a sunspot; II: The magnetohydrodynamics of the penumbra, *Sol. Phys.*, **3**, 454—465 (1968).

286. *Wilson P. R.*, The structure of a sunspot; IV: A two-dimensional radiative transfer analysis of center-limb intensity profiles, *Sol. Phys.*, **5**, 338—353 (1968).
287. *Wilson P. R.*, On the properties of umbral dots, *Sol. Phys.*, **10**, 404—415 (1969).
288. *Wilson P. R.*, *Cannon C. J.*, The structure of a sunspot, III: Observations of the Wilson effect, *Sol. Phys.*, **4**, 3—17 (1968).
289. *Wilson P. R.*, *McIntosh P. S.*, Structure of a sunspot, V: What is the Wilson effect?, *Sol. Phys.*, **10**, 370—383 (1969).
290. *Winters J. B.*, *Ballif J. R.*, *Jones D. E.*, A comparison of the photospheric and interplanetary magnetic fields during the flight of Mariner IV, *Sol. Phys.*, **7**, 478—485 (1969).
291. *Wittmann A.*, *Schröter E. H.*, The intensity, velocity and magnetic structure of a sunspot region, V: On the gradients of temperature and pressure in sunspots, *Sol. Phys.*, **10**, 357—369 (1969).

1.6. Учебные руководства

292. *Alfvén H.*, *Fälthammer C.-G.*, *Cosmical Electrodynamics*, 2nd ed., Clarendon Press, Oxford, 1963. (Русский перевод: *Альвен Х.*, *Фельдхаммер К.-Г.*, *Космическая электродинамика*, изд. 2, «Мир», М., 1967.)
293. *Дорман Д. И.*, Geophysical and astrophysical aspects of cosmic radiation, Progress in elementary particle and cosmic ray physics, Vol. 7, eds. *J. G. Wilson* and *S. A. Wouthuysen*, North Holland, Amsterdam, 1963.
294. *Flügge S.* (ed.), *Handbuch der Physik*, Vol. XLVI/1, Cosmic rays 1, 1961; Vol. XLVI/2, Cosmic rays 2, Springer-Verlag, 1967.
295. *Гинзбург В. Л.*, *Сыроватский С. И.*, *Происхождение космических лучей*, М., 1960.
296. *Parker E. N.*, см. разд. 1.4.

Статьи

297. *Ables J. G.*, *Barouch E.*, *McCracken K. G.*, The cosmic radiation anisotropy as a separable function of time and radiation, *Planet. Space Sci.*, **15**, 547—555 (1967).
298. *Abraham P. B.*, *Brunstein K. A.*, *Cline T. L.*, Production of low-energy cosmic-ray electrons, *Phys. Rev.*, **150**, 1088—1103 (1966).
299. *Anderson H. R.*, The radial gradient of cosmic radiation measured by Mariners 2 and 4, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2897—2909 (1968).
300. *Axford W. I.*, The modulation of galactic cosmic rays in the interplanetary medium, *Planet. Space Sci.*, **13**, 115—130 (1965).
301. *Balasubrahmanyam V. K.*, Solar activity and the 11-year modulation of cosmic rays, *Sol. Phys.*, **7**, 39—45 (1969).
302. *Balasubrahmanyam V. K.*, *Hagge D. E.*, *Ludwig G. H.*, *McDonald F. B.*, The multiply charged primary cosmic radiation at solar minimum, 1965, *J. Geophys. Res.*, **71**, 1771—1780 (1966).
303. *Balasubrahmanyam V. K.*, *Haage D. E.*, *McDonald F. B.*, Solar modulation of galactic cosmic rays near solar minimum (1965), *Can. J. Phys.*, **46**, S887—S891 (1968).
304. *Белов А. В.*, *Дорман Л. И.*, Об искажении внешнего анизотропного потока галактических космических лучей в солнечной системе, *Геомагн. и аэрономия*, **9**, 613—616 (1969).
305. *Bertsch D. L.*, *Fody S. A.*, Solar modulation of primary cosmic rays as deduced from neutron monitor data, *J. Geophys. Res.*, **72**, 5347—5356 (1967).

306. *Biswas S., Fichtel C. E.*, Nuclear composition and rigidity spectra of solar cosmic rays, *Astrophys. J.*, **139**, 941—950 (1964).
307. *Чарахчьян А. Н., Чарахчьян Т. Н.*, Данные о магнитных неоднородностях в межпланетном пространстве по измерениям солнечных и галактических космических лучей, *Геомагн. и аэронамия*, **8**, 657—662 (1968).
308. *Чарахчьян А. Н., Чарахчьян Т. Н.*, Вековая модуляция галактических космических лучей в межпланетном пространстве, *Геомагн. и аэронамия*, **8**, 23—27 (1968).
309. *Coleman P. J., Jr.*, Variations in the interplanetary magnetic field and some effects upon solar cosmic rays, *Planet. Space Sci.*, **15**, 975—995 (1967).
310. *Dhanju M. S., Sarabhai V.*, Short-period fluctuations of cosmic ray intensity at the geomagnetic equator and their solar and terrestrial relationship, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1795—1801 (1970).
311. *Долгинов А. Ш., Тортыгин И. М.*, Диффузия космических частиц в межпланетной среде, *Геомагн. и аэронамия*, **7**, 785—790 (1967).
312. *Дорман И. В., Дорман И. Л.*, Космические лучи и динамика солнечного ветра. I. Геомагн. и аэронамия, **8**, 652—656 (1968).
313. *Дорман И. В., Дорман И. Л.*, Космические лучи и динамика солнечного ветра. II. Геомагн. и аэронамия, **8**, 812—817 (1968).
314. *Дорман Л. И.*, On the theory of the modulation of cosmic rays by the solar wind, *Proc. Moscow Cosmic Ray Conf. (IUPAP Moscow, 1960)*, **4**, 230—239 (1969).
315. *Дорман Л. И., Каминер Н. С., Кебуладзе Т. В.*, Ускорение космических лучей корпускулярными потоками и характеристики солнечного ветра, *Геомагн. и аэронамия*, **9**, 500—505 (1969).
316. *Durgaprasad N., Fichtel C. E., Guss D. E.*, Solar modulation of cosmic rays and its relationship to proton and helium fluxes, interstellar travel, and interstellar secondary production, *J. Geophys. Res.*, **72**, 2765—2782 (1967).
317. *Earl J. A.*, Cloud-chamber observations of primary cosmic-ray electrons, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 125—128 (1961).
318. *Fan C. Y., Pick M., Pyle R., Simpson J. A., Smith D. R.*, Protons associated with centers of solar activity and their propagation in interplanetary magnetic field regions corotating with the sun, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1555—1582 (1968).
319. *Fisk L. A.*, Solar modulation of galactic cosmic rays, **2**, *J. Geophys. Res.*, **76**, 221—226 (1971).
320. *Fisk L. A., Axford W. I.*, Effect of energy changes on solar cosmic rays, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4396—4399 (1968).
321. *Fisk L. A., Axford W. I.*, Solar modulation of galactic cosmic rays, **1**, *J. Geophys. Res.*, **74**, 4973—4986 (1969).
322. *Fisk L. A., Axford W. I.*, Anisotropies of solar cosmic rays, *Sol. Phys.*, **7**, 486—498 (1969).
323. *Fisk L. A., Axford W. I.*, Radial gradients and anisotropies of cosmic rays in the interplanetary medium, *Sol. Phys.*, **12**, 304—316 (1970).
324. *Forbush S. E.*, Variation with a period of two solar cycles in the cosmic-ray diurnal anisotropy and the superposed variations correlated with magnetic activity, *J. Geophys. Res.*, **74**, 3451—3468 (1969).
325. *Freier P. S., Waddington C. J.*, Electrons, hydrogen nuclei, and helium nuclei observed in the primary cosmic radiation during 1963, *J. Geophys. Res.*, **70**, 5753—5768 (1965).
326. *Freier P. S., Waddington C. J.*, The helium nuclei of the primary cosmic radiation as studied over a solar cycle of activity, interpreted in terms of electric field modulation, *Space Sci. Rev.*, **4**, 313—372 (1965).

327. Gleeson L. J., The equations describing the cosmic-ray gas in the interplanetary region, *Planet. Space Sci.*, **17**, 31—47 (1969).
328. Gleeson L. J., Axford W. I., Cosmic rays in the interplanetary medium, *Astrophys. J.*, **149**, L115—L118 (1967).
329. Gleeson L. J., Axford W. I., Solar modulation of galactic cosmic rays, *Astrophys. J.*, **154**, 1011—1026 (1968).
330. Gleeson L. J., Axford W. I., The solar radial gradient of galactic cosmic rays, *Can. J. Phys.*, **46**, S937—S941 (1968).
331. Gleeson L. J., Krimigis S. M., Axford W. I., Low-energy cosmic rays near earth, *J. Geophys. Res.*, **76**, 2228—2235 (1971).
332. Gloeckler G., Jokipii J. R., Low-energy cosmic-ray modulation related to observed interplanetary magnetic field irregularities, *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 203—207 (1966).
333. Gloeckler G., Jokipii J. R., Solar modulation and the energy density of galactic cosmic rays, *Astrophys. J.*, **148**, L41—L46 (1967).
334. Jenkins R. W., Lockwood J. A., A comparison of the cosmic-ray daily variation recorded by neutron monitors at different elevations, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1802—1810 (1970).
335. Jenkins R. W., Lockwood J. A., Ifedili S. O., Chupp E. L., Latitude and altitude dependence of the cosmic ray albedo neutron flux, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4197—4204 (1970).
336. Jokipii J. R., Cosmic-ray propagation, I. Charged particles in a random magnetic field, *Astrophys. J.*, **146**, 480—487 (1966).
337. Jokipii J. R., Cosmic-ray propagation, II. Diffusion in the interplanetary magnetic field, *Astrophys. J.*, **149**, 405—415 (1967).
338. Jokipii J. R., Coleman P. J., Jr., Cosmic-ray diffusion tensor and its variation observed with Mariner 4, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5495—5503 (1968).
339. Jokipii J. R., Parker E. N., Energy changes of cosmic rays in the solar system, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1375—1386 (1967).
340. Kane S. R., Winckler J. R., 'Hysteresis' effect in cosmic ray modulation and the cosmic ray gradient near solar minimum, *J. Geophys. Res.*, **74**, 6247—6255 (1969).
341. Kaplon M. F., Skadron G., Model for the origin and properties of the cosmic-ray rigidity spectrum, *Rev. Geophys.*, **4**, 177—221 (1966).
342. Krimigis S. M., Venkatesan D., The radial gradient of interplanetary radiation measured by Mariner 4 and 5, *J. Geophys. Res.*, **74**, 4129—4145 (1969).
343. Кривошапкин П. А., Крымский Г. Ф., Кузьмин А. Д., Скрипин Г. В., Характеристики межпланетного магнитного поля по данным о полусуточных вариациях космических лучей, *Геоманг. и аэронаомия*, **9**, 183—185 (1969).
344. Lezniak J. A., Webber W. R., Solar modulation of cosmic ray protons, helium nuclei, and electrons: A comparison of experiment with theory, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1605—1624 (1971).
345. Lockwood J. A., Webber W. R., The 11-year solar modulation of cosmic rays as deduced from neutron monitor variations and direct measurements at low energies, *J. Geophys. Res.*, **72**, 5977—5989 (1967).
346. McCracken K. C., Rao U. R., Ness N. F., Interrelationship of cosmic-ray anisotropies and interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **70**, 4159—4166 (1968).
347. McDonald F. B., IQSY observations of low-energy galactic and solar cosmic rays, *Annals of the IQSY*, Vol. 4, ed. A. C. Stickland, M.I.T. Press, Cambridge, Mass., 1969, pp. 187—216.
348. Makar T. M. K., Freier P. S., Waddington C. J., Intensity and energy spectrum of energetic cosmic ray electrons, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1625—1636 (1971).

349. *Nagashima K., Duggal S. P., Pomerantz M. A.*, Long term modulation of primary cosmic ray intensity, *Planet. Space Sci.*, **14**, 177—206 (1966).
350. *Nagashima K., Duggal S. P., Pomerantz M. A.*, Cosmic ray anisotropy in three-dimensional space, *Planet. Space Sci.*, **16**, 29—46 (1968).
351. *Nathan K. V. S. K., Van Allen J. A.*, Diffusion of solar cosmic rays and the power spectrum of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **73**, 163—164 (1968).
352. *O'Gallagher J. J.*, Cosmic-ray radial density gradient and its rigidity dependence observed at solar minimum on Mariner IV, *Astrophys. J.*, **150**, 675—698 (1967).
353. *O'Gallagher J. J.*, Implication of the cosmic-ray radial intensity gradients observed during minimum solar modulation, *Can. J. Phys.*, **46**, S946—S949 (1968).
354. *O'Gallagher J. J.*, Analysis of changes in the modulated cosmic-ray spectrum near solar minimum, *J. Geophys. Res.*, **74**, 43—52 (1969).
355. *Parker E. N.*, The passage of energetic charged particles through interplanetary space, *Planet. Space Sci.*, **13**, 9—49 (1965).
356. *Parker E. N.*, Cosmic ray diffusion, energy loss, and the diurnal variation, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1723—1746 (1967).
357. *Parker E. N.*, The role of stochastic fields in admitting low-energy galactic cosmic rays to the solar system *J. Geophys. Res.*, **73**, 6842—6845 (1968).
358. *Patel D., Sarabhai V., Subramanian G.*, Anisotropies of galactic cosmic rays in the solar system, *Planet. Space Sci.*, **16**, 1131—1146 (1968).
359. *Pomerantz M. A., Duggal S. P.*, The cosmic ray solar diurnal anisotropy, *Space Sci. Rev.*, **12**, 75—130 (1971).
360. *Quenby J. J.*, Cosmic rays and the interplanetary field, *Proc. 9th Int. Conf. Cosmic Rays*, **1**, Physical Society, London, 1965, pp. 3—13.
361. *Quenby J. J.*, The long term modulation of the cosmic ray intensity, *Proc. 9th Int. Conf. Cosmic Rays*, **1**, Physical Society, London, 1965, pp. 180—183.
362. *Quenby J. J.*, The compatibility of various interplanetary field models with cosmic ray modulation data, *Planet. Space Sci.*, **15**, 257—275 (1967).
363. *Quenby J. J., Hashim A.*, The radial and azimuthal components of cosmic ray streaming in interplanetary space, *Planet. Space Sci.*, **17**, 1121—1139 (1969).
364. *Quenby J. J., Lietti B.*, The second harmonic of the cosmic ray daily variation, *Planet Space Sci.*, **16**, 1209—1219 (1968).
365. *Rockstroh J., Webber W. R.*, A measurement of the spectrum of cosmic-ray electrons between 20 Mev and 3 Gev in 1968—further evidence for extensive time variations of this component, *J. Geophys. Res.*, **74**, 5041—5053 (1969).
366. *Schatten K. H., Wilcox J. M.*, Direction of the nearby galactic magnetic field inferred from a cosmic-ray diurnal anisotropy, *J. Geophys. Res.*, **74**, 4157—4161 (1969).
367. *Simnett G. M.*, Primary cosmic ray electrons below 600 MeV, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1787—1798 (1967).
368. *Simnett G. M., McDonald F. B.*, Observations of cosmic-ray electrons between 2,7 and 21,5 MeV, *Astrophys. J.*, **157**, 1435—1447 (1969).
369. *Simpson J. A., Fonger W., Treiman S. B.*, Cosmic radiation intensity — time variations and their origin, I. Neutron intensity variation method and meteorological factors, *Phys. Rev.*, **90**, 934—950 (1953).
370. *Стожков Ю. И., Чарахчян Т. Н.*, 11-летняя модуляция интенсивности космических лучей и гелиоширотное распределение пятен, *Геомагн. и аэронаука*, **9**, 649—652 (1969).
371. *Webber W. R.*, The spectrum and charge composition of the primary cosmic radiation, *Handbuch der Physik*, Bd. XLVI/2, Cosmic rays 2, ed.

- S. Flügge, Springer-Verlag, 1967, S. 181—264.
372. *Webber W. R., Chotkowski C.*, A determination of the energy spectrum of extraterrestrial electrons in the energy range 70—2000 MeV, *J. Geophys. Res.*, **72**, 2783—2802 (1967).
373. *Winckler J. R.*, The production and propagation of energetic particles from the sun, *Space Sci.*, ed. D. P. Le Calley, Wiley, New York, 1963, pp. 427—485.
374. *Winge C. R., Jr., Coleman P. J.*, The motion of charged particles in a spiral field, *J. Geophys. Res.*, **73**, 165—173 (1968).

1.7. Статьи

375. *Alexander W. M., Bohn J. L.*, Zodiacal dust measurements in cislunar and interplanetary space from OGO III and Mariner IV experiments between June and December 1966, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 489—495.
376. *Alexander W. M., McCracken C. W., Secretan L., Berg O. E.*, Review of direct measurements of interplanetary dust from satellites and probes, *Space research III*, North Holland, Amsterdam, 1963, pp. 891—917.
377. *Auer S., Grün E., Rauser P., Rudolph V., Sitte K.*, Studies on simulated micrometeoroid impact, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 606—616.
378. *Bandermann L. W., Singer S. F.*, Interplanetary dust measurements near the earth, *Rev. Geophys.*, **7**, 759—797 (1969).
379. *Belton M. J. S.*, Dynamics of interplanetary dust, *Science*, N. Y., **151**, 35—44 (1966).
380. *Bhandari N., Arnold J. R., Parkin D. W.*, Cosmic dust in the stratosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1837—1845 (1968).
381. *Blackwell D. E.*, A study of the outer corona from a high altitude aircraft at the eclipse of 1954 June 30, I. Observational data, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **115**, 629—649 (1955).
382. *Blackwell D. E.*, A study of the outer solar corona from a high altitude aircraft at the eclipse of 1954 June 30, II. Electron densities in the outer corona and zodiacal light regions, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **116**, 56—68 (1956).
383. *Blackwell D. E., Ingham M. F.*, Observations of the zodiacal light from a very high altitude station, I. The average zodiacal light, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **122**, 113—127 (1961); II. Electron densities in interplanetary space, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **122**, 129—141 (1961); III. The disturbed zodiacal light and corpuscular radiation, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **122**, 143 (1961).
384. *Blanchard M. B., Ferry G. V., Farlow N. H.*, Analyses of particles on surfaces exposed to the 1965 Leonid meteor shower by Luster sounding rocket, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6347—6360 (1968).
385. *Bohn J. L., Alexander W. M., Simmons W. F.*, Results of studies of thermal gradient effects on ceramic transducer sensors used in cosmic dust experiments, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 588—595.
386. *Bohn J. L., Alexander W. M., Wever A.*, Results of recent microparticle hypervelocity impact studies related to sensors of cosmic dust experiments, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia, W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 596—605.
387. *Brownlee D. E., Hodge P. W., Wright F. W.*, Gemini-12 meteoritic-dust experiment results, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia, W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 536—642.

388. *Bumba V. Howard R.*, Solar activity and recurrences in magneticfield distribution, *Sol. Phys.*, **7**, 28—38 (1969).
389. *Carpenter D. G., Pastusek R. R.*, Solar wind degradation of interplanetary dust, *Planet. Space Sci.*, **15**, 593—598 (1967).
390. *Elsässer H.*, The Zodiacal light, *Planet Space Sci.*, **11**, 1015—1033 (1963).
391. *Farlow N. H.*, Electron microscope studies of particles on sampling surfaces recovered from space with sounding rockets, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4363—4371 (1968).
392. *Farlow N. H., Blanchard M. B., Ferry G. V.*, Extraterrestrial dust studies using sounding rockets and manned satellites, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 557—565.
393. *Fechtig H., Gerloff U., Weihrauch J. H.*, Results of cosmic-dust collection on Luster 1965, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5029—5037 (1968).
394. *Ferry G. V., Farlow N. H., Blanchard M. B.*, Study of thin-film penetration by micrometeoroids on Gemini 9 and 12, *J. Geophys. Res.*, **73**, 3035—pp. 3038 (1968).
395. *Friichtenicht J. F., Slattery J. C., Tagliaferri E., Hansen D. O.*, An estimate of the near-earth meteor flux, *Space research VIII*, eds. A.P. Mitra, L. G. Jacchia, W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, 627—632.
396. *Giese R. H., Dziembowski C.*, Suggested zodiacal light measurements from space probes, *Planet. Space Sci.*, **17**, 949—956 (1969).
397. *Greenberg J. M.*, A possible inter-relation between interstellar and interplanetary cosmic dust, *Space research IX*, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 111—115.
398. *Grün E., Rauser P.*, Penetration studies of iron dust particles in thin foils, *Space research IX*, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 147—154.
399. *Hemenway C. L., Hallgren D. S.*, Collection of meteoric duct after the Leonid meteor shower 1965, *Space research IX*, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 140—146.
400. *Hemenway C. L., Hallgren D. S., Coon R. E., Bourdillon L. A.*, Technical description of the Gemini S-10 and S-12 micrometeorite experiments, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 510—520.
401. *Hemenway C. L., Kerridge J. F.*, Results from the Gemini S-10 and S-12 micrometeorite experiments, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 521—535.
402. *Hodge P. W., Brownlee D. E.*, Meteor physics and the density of particles at satellite and balloon altitudes, *Space research IX*, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 116—119.
403. *Hodge P. W., Wright F. W.*, Studies of particles for extraterrestrial origin, 6. Comparisons of previous influx estimates and present satellite flux data, *J. Geophys. Res.*, **73**, 7589—7592 (1968).
404. *Jaffe L. D.*, Surveyor-6 lunar mission, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5297—5300 (1968).
405. *Lord H. C.*, Hydrogen and helium ion implantation into olivine and enstatite: retention coefficients, saturation concentrations, and temperature release profiles, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5271—5280 (1968).
406. *McCracken C. W., Alexander W. M.*, Interplanetary dust particles, *Introduction to space science*, 2nd ed., eds. W. N. Hess and G. D. Mead, Gordon and Breach, New York, 1968, pp. 447—499.

407. Назарова Т. Н., Рыбаков А. К., Комиссаров Г. Д., Investigation of solid interplanetary matter in the vicinity of the moon, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 496—499.
408. Peale S. J., Evidence against a geocentric contribution to zodiacal light, J. Geophys. Res., 73, 3025—3033 (1968).
409. Rössler F., The aerosol layer in the stratosphere, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 633—636.
410. Shafrir U., Dittberner G. J., Terminal velocities of small particles in the earth's upper atmosphere, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 120—128.
411. Shafrir U., Yaniv A., Results of micrometeoroid collection experiments flown on Gemini 9 and Gemini 12, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 543—556.
412. Singer S. F., Bandermann L. W., Cosmic dust: inter-comparison of observations, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 475—488.
413. Skrivanek R. A., Chrest S. A., Carnevale R. F., Particle collection results from recent rocket and satellite experiments, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 129—139.
414. Soberman R. K., Chrest S. A., Carnevale R. F., Rocket sampling of noctilucent cloud particles during 1964 and 1965, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 617—626 (1968).
415. Wehrauch J. H., Gerloff U., Fechtig H., Stereoscan investigations of metal plates exposed on Luster 1966, Gemini 9 and 12, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 566—578.
416. Wolstencroft R. D., On the location in space of the zodiacal dust particles, Planet. Space Sci., 15, 1081—1089 (1967).
417. Wyatt S. P., The electrostatic charge of interplanetary grains, Planet. Space Sci., 17, 155—171 (1969).
418. Yaniv A., Shafrir U., Results of micrometeoroid collection experiments flown on Luster I and Luster II, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 579—587.

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ И ЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

2.1. ЗЕМЛЯ КАК ПЛАНЕТА

Земная поверхность в первом приближении представляет собой сплюснутый сфероид, т. е. эллипсоид вращения, получаемый вращением эллипса вокруг его меньшей оси (полярного диаметра Земли). В декартовых координатах уравнение поверхности имеет вид

$$x^2/a^2 + y^2/a^2 + z^2/b^2 = 1,$$

где a и b — экваториальный и полярный радиусы соответственно, Oz — полярная ось. Положительный параметр f , определяемый как

$$f = (a - b) / a, \quad (1)$$

называется *сжатием* планеты.

Средний уровень океанов является эквипотенциальной поверхностью земного гравитационного поля. Эта поверхность и ее гипотетическое продолжение на районы земного шара, занимаемые континентами, называется *геоидом*. Более удобно геоид описывается в сферических координатах (θ — дополнение к широте, φ — восточная долгота) уравнением

$$r = r_m + \sum_{n=1}^{\infty} N_n P_n(\cos \theta) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n S_n^m(\theta, \varphi). \quad (2)$$

Здесь r_m — среднее значение r , P_n — полином Лежандра степени n а тессеральная гармоника $S_n^m(\theta, \varphi)$ выражается следующим образом

$$S_n^m(\theta, \varphi) = (a_{nm} \cos m\varphi + b_{nm} \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta), \quad (3)$$

где $P_n^m(\cos \theta)$ — присоединенный полином Лежандра степени n и порядка m . В выражениях (2) и (3) N_n , a_{nm} и b_{nm} — численные коэффициенты. В разных работах используются функции P_n^m в различной нормировке (см. разд. 2.2.4).

В точке P со сферическими координатами r, θ, φ потенциал Земли U , вращающейся с угловой скоростью Ω , есть

$$U = V + 1/2 \Omega^2 r^2 \sin^2 \theta, \quad (4)$$

где V — гравитационный потенциал, описываемый соотношением

$$V = -\frac{GM}{r} \left[1 - \sum_{n=2}^{\infty} J_n \left(\frac{a}{r} \right)^n P_n(\cos \theta) - \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{a}{r} \right)^n \sum_{m=1}^n S_n^m(\theta, \varphi) \right]. \quad (5)$$

В формуле (5) S_n^m имеет тот же вид, что и в (3), но с коэффициентами C_{nm} и S_{nm} вместо a_{nm} и b_{nm} . G — гравитационная постоянная ($6,668 \cdot 10^{-8}$ дин·см²/г²) и M — масса Земли ($5,977 \cdot 10^{27}$ г). Градиент потенциала определяет ускорение силы тяжести $\mathbf{g} = -\nabla U$.

Рассматривая геоид в первом приближении как сфероид и обозначая отношение центробежного ускорения на экваторе к чисто гравитационному через m , имеем

$$m = \Omega^2 a^3 / GM = \Omega^2 a / g_e = 1/288.$$

Тогда [41]

$$\begin{aligned} \text{и} \quad r &= a(1 - f \cos^2 \theta) \\ g &= g_e [1 + (5/2 m - f) \cos^2 \theta], \end{aligned}$$

где g_e обозначает величину g на экваторе. Это выражение называется *уравнением Клеро*.

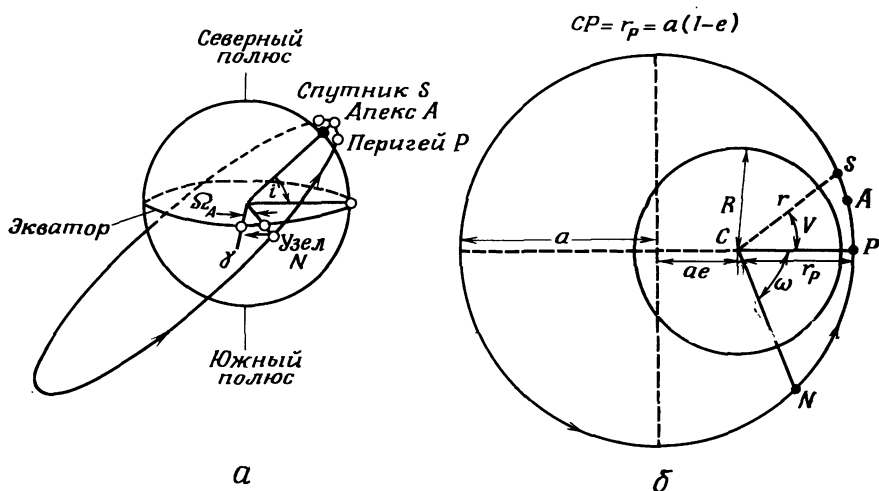
Первоначально f было рассчитано из этого уравнения; полученная величина оказалась равной 1/297,0. Однако за последнее десятилетие спутниковые наблюдения позволили вычислить f с более высокой точностью, что потребовало учета члена с f^2 в выражениях для r и V [29]. Так,

$$J_2 = 2/3 [f - 1/2 f^2 - 1/2 m (1 - 2/7 f)].$$

Если бы потенциал Земли был просто $-GM/r$, орбита спутника была бы эллипсом в фиксированной плоскости, в одном из фокусов которого располагался центр массы Земли. Когда же потенциал более сложен, долгота восходящего угла Ω_A , измеряемая от точки равноденствия, и угол ν между направлениями на восходящий узел и точку перигея систематически меняются (рис. 2.1).

Наблюдаемые средние скорости изменений Ω_A и ν могут быть записаны в виде рядов следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{\Omega}_A &= a_2 J_2 + a_4 J_4 + \dots + a_{22} J_2^2, \\ \dot{\nu} &= b_2 J_2 + b_4 J_4 + \dots + b_{22} J_2^2. \end{aligned}$$



Р и с. 2.1. Диаграмма спутниковых орбит относительно Земли (а) и в орбитальной плоскости (б) [45].

Определения величин J_2 , J_4 и т. д. по данным об орбитах спутников были выполнены рядом исследователей [29, 48]:

$$J_2 = 1082,61 \cdot 10^{-6},$$

$$J_4 = 1,46 \cdot 10^{-6},$$

$$J_6 = 0,44 \cdot 10^{-6}.$$

Откуда было получено $f = 0,0033528 = 1/298,258$. Для этого f значение g как функция широты λ дается выражением

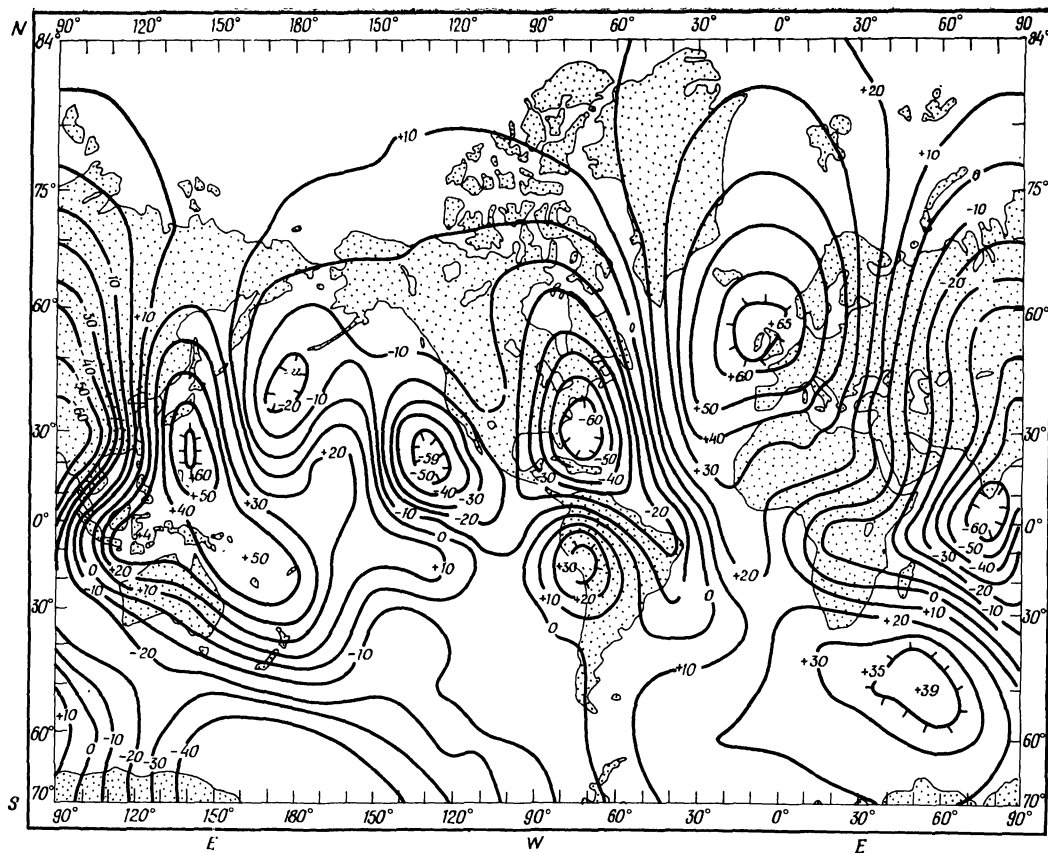
$$g = 978,0362 (1 + 5302,23 \cdot 10^{-6} \sin^2 \lambda - 6,40 \cdot 10^{-6} \sin^2 2\lambda) \text{ см/с}^2.$$

Если бы Земля была сплюснутым сфероидом в гидростатическом равновесии, f было бы $1/299,8$, так что сжатие Земли несколько превышает величину, следующую из простой гидростатической модели. Найдено также, что коэффициенты J_3, J_5, J_7, \dots зональных сферических гармоник нечетных степеней отличны от нуля

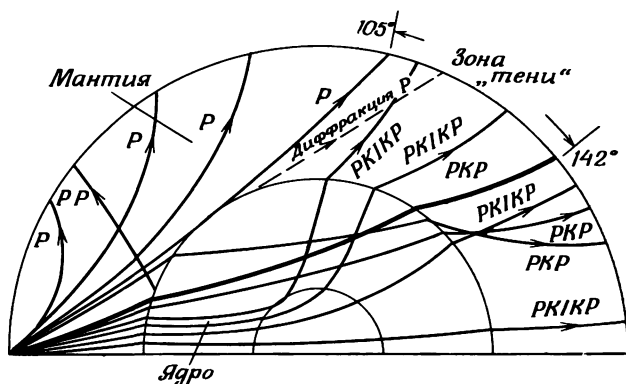
$$(J_3 = -2,78 \cdot 10^{-6}),$$

что указывает на несимметричность геоида относительно экватора (грушевидная форма).

На рис. 2.2 показана форма геоида в виде карты его отклонений от сфероида со сжатием $1/298,24$. Эта карта будет обсуждена далее в разд. 2.1.4.



Р и с. 2.2. Карта эквипотенциалей геоида (в метрах) [35].



Р и с. 2.3. Распространение сейсмических волн сжатия P внутри Земли [1].

2.1.2. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ

Информация о внутреннем строении Земли может быть получена различными методами. Наиболее полным и систематическим источником сведений о земных недрах являются сейсмические волны. Это упругие волны, поверхностные и объемные, порождаемые землетрясениями. Объемные волны в свою очередь делятся на два типа — продольные волны сжатия (P) и поперечные волны сдвига (S). Скорости их распространения можно записать следующим образом:

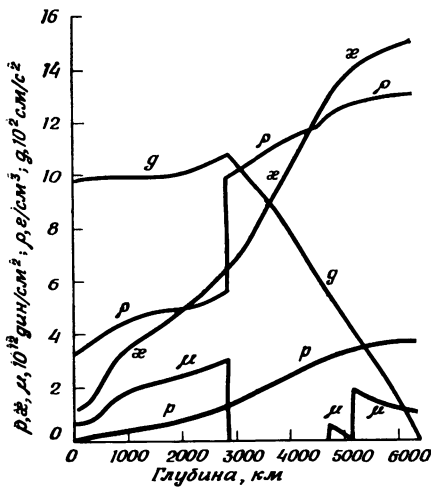
$$v_P^2 = (\kappa + 4\mu/3)/\rho, \quad v_S^2 = \mu/\rho. \quad (1)$$

Здесь κ , μ и ρ — соответственно модуль сжатия (величина обратная сжимаемости — $dp/d\rho$), модуль сдвига и плотность среды. Изучая подробно траектории (рис. 2.3) и времена прохождения волн, распространяющихся сквозь Землю или по ее поверхности, сейсмологи пришли к заключению, что на некоторых глубинах имеются области, в которых условия распространения волн изменяются столь резко, что их можно считать поверхностями разрыва сплошности. При прохождении через такую поверхность каждая из волн типа P или S может генерировать волну другого типа. Такое «ветвление» может происходить неоднократно на траектории распространения волны. В результате общая картина траекторий оказывается весьма сложной. Тем не менее была доказана возможность делать определенные заключения о величинах v_P и v_S как функциях глубины (или радиуса r). Следовательно, μ/ρ , κ/ρ и $\rho dp/d\rho$ становятся известными функциями r :

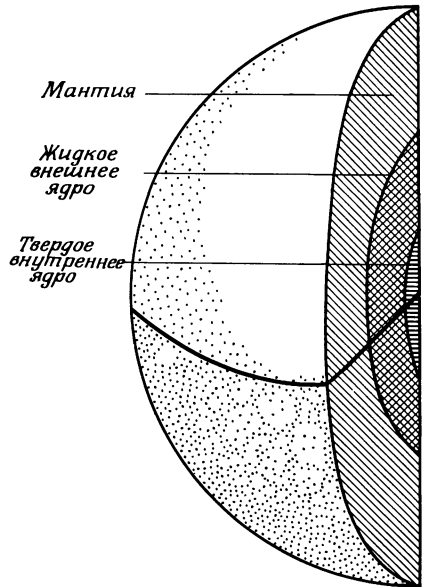
$$\mu/\rho = v_S^2, \quad \kappa/\rho = v_P^2 - (4v_S^2/3) = F(r), \quad (2)$$

$$dp/d\rho = F(r).$$

Однако без данных, полученных другими методами, и определен-



Р и с. 2.4. Изменение параметров ρ , ρ , κ , μ и g с глубиной [25].



Р и с. 2.5. Внутреннее строение Земли.

ных предположений невозможно получить $\kappa(r)$, $\mu(r)$ и $\rho(r)$. Буллен [21] сделал попытку найти эти функции на основе уравнения Вильямсона — Адамса в предположении, что Земля состоит из отдельных однородных оболочек. На рис. 2.4 представлены графики зависимости ρ , κ , μ , ρ и g от глубины, полученные в [25, 26].

Значения ρ , μ , κ , v_s и v_p можно использовать для определения минералогического состава вещества слоя Земли, однако при этом нужно учитывать, что эти минералы могут существенно менять свои свойства при громадных давлениях, свойственных глубинным оболочкам Земли.

Основные данные об оболочках Земли приведены в табл. 2.1. Принимается, что верхняя мантия состоит из горных пород дунит-перидотитового типа, а нижняя мантия — из пироксенов и оливинов. Рингвуд [59, 60] ввел представление о первичном праматериале, *пиролите*, который после зонной плавки дает типичную базальтовую магму и располагается ниже дунит-перидотитового слоя. Предполагаемый состав пиролита приведен в табл. 2.2. Ядро Земли обычно считают состоящим из расплавленного железа и никеля (и их окислов). Внутреннее строение Земли в такой интерпретации приведено на рис. 2.5.

Таблица 2.1

Внутреннее строение Земли

Оболочка	Глубина	
Земная кора	Континент 30—35 км	Океан ~5 км
Граница Моховичича	~35 км	~10 км
Мантия		
Верхняя мантия	35—400 км	10—400 км
Переходная зона	400—1000 км	
Нижняя мантия	1000—2900 км	
Ядро	2900—6370 км	

Таблица 2.2

Процентный состав пиrolита и хондритов [59, 60]

	Пиrolит	Хондриты
SiO ₂	43,06	44,69
MgO	39,32	39,08
FeO	6,66	7,81
Al ₂ O ₃	3,99	4,09
CaO	2,65	3,19
Na ₂ O	0,61	1,14

2.1.3. ЭВОЛЮЦИЯ ЗЕМЛИ

Поскольку Земля имеет слоистую структуру, отсюда с необходимостью следует, что первоначально она была в расплавленном состоянии, при котором в результате гравитационной дифференциации были сформированы мантия и ядро.

Многие считают, что Земля образовалась путем аккреции хондритов и других видов метеоритного вещества, близких по составу к веществу мантии (табл. 2.2). Гравитационное сжатие собираемого из космического пространства метеоритного вещества совместно с тепловой энергией за счет распада короткоживущих радиоактивных элементов, таких, как Al²⁶, могли привести к расплавлению Земли. Второй широко распространенный тип метеоритов состоит

из железо-никелевых сплавов с кристаллической структурой, которая могла возникнуть только при очень медленном охлаждении. Можно предположить, что такие метеориты являются остатками ядер ранее существовавших планет, возникших таким же образом, как и Земля, а затем расколовшихся, возможно, из-за столкновения с другими планетами.

2.1.4. ГЛОБАЛЬНАЯ ТЕКТОНИКА

Многочисленные факты свидетельствуют о существовании больших относительных смещений отдельных плит земной коры (рис. 2.6), получивших название *дрейф континентов* [5]. В океанических впадинах между континентами расположены срединно-океанические рифтовые долины, пересеченные рядом крупных разломов. Блоки океанической коры по обе стороны от рифтовой долины движутся в противоположных направлениях, указывая, что именно в этих долинах из глубин мантии должен поступать новый материал для формирования коры.

Раздвижение американского и африканского континентов от срединно-атлантического рифта изучалось различными методами. Скорость раздвижения дна в этом районе составляет примерно 2 см/год (на восточно-тихоокеанском поднятии она достигает 10 см/год). Молодые базальты, поднимающиеся в районе рифта, формируют тонкую (~5 км) земную кору океанического типа.

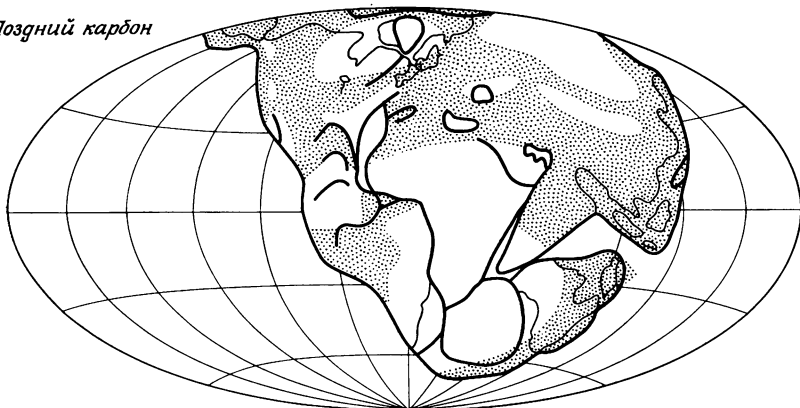
Это явление получило наименование *раздвижение океанического дна* [31, 38]. В Тихом океане блоки океанической коры опускаются на границах континентов и островных дуг, формируя здесь глубокие океанические впадины. В некоторых случаях конечными этапами движения океанической коры являются области интенсивного горообразования, где блоки громоздятся один на другой (рис. 2.7). Как срединно-океанические рифты, так и глубоководные впадины являются сейсмически активным районом земного шара.

Вокруг вопросов о дрейфе континентов и раздвижении океанического дна ведутся многочисленные дискуссии. Ряд геофизиков предполагает, что причиной этих движений является крупномасштабная тепловая конвекция в вязко-упругой мантии Земли [3]. В этом случае в рифтовых долинах существует непрерывный переход пород мантии в породы коры океанического типа и обратный переход в зоне глубоководных впадин.

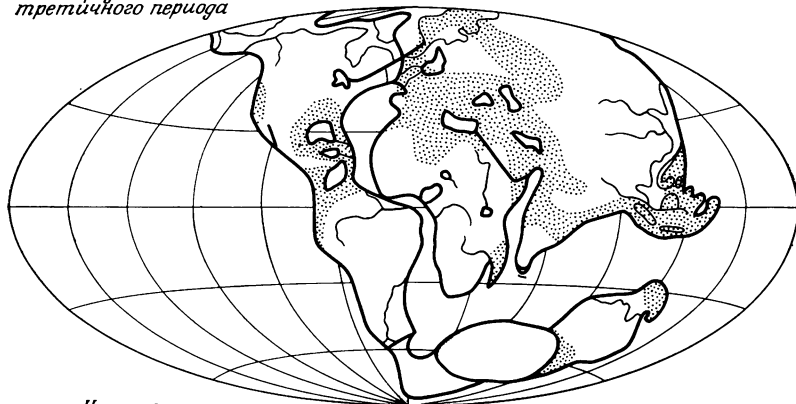
Определение абсолютного возраста пород земной коры океанического типа показывает, что они образовались за последние 10^8 лет. Возраст пород, слагающих дно океанов в самих рифтовых долинах, вероятно, не превышает 10^6 лет.

Превышения геоида (рис. 2.2) не соответствуют современному распределению и геометрии океанов и континентов. Однако, как отметил Ранкорн [63], региональные впадины геоида лежат вблизи

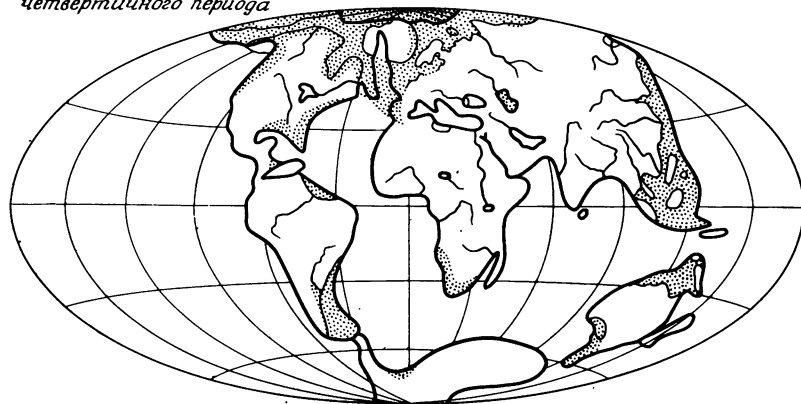
Поздний карбон



*Середина
третичного періода*

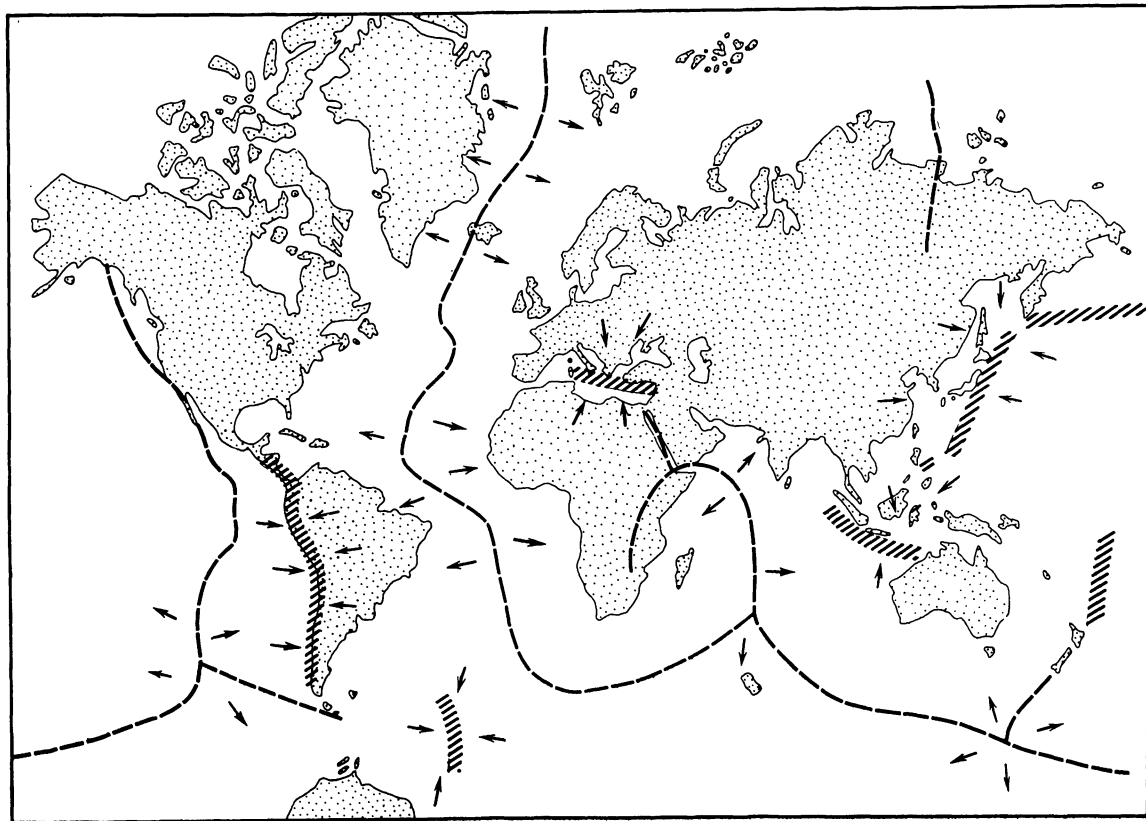


*Начало
четвертичного періода*



Р и с. 2.6. Дрейф континентов по Вегенеру [5].

Р и с. 2.7. Распределение восходящих и нисходящих движений на поверхности Земли. Пунктирными линиями отмечены зоны восходящих движений. Они обладают поверхностной сейсмичностью и ассоциируются со срединно-океаническими рифтовыми системами. Заштрихованы области нисходящих движений с глубокофокусными землетрясениями, которые ассоциируются с океаническими желобами [33].



срединно-океанических рифтов. Отсюда он заключил, что эти впадины обязаны своим происхождением более горячему и легкому веществу, благодаря которому и существует восходящий поток конвекции в мантии.

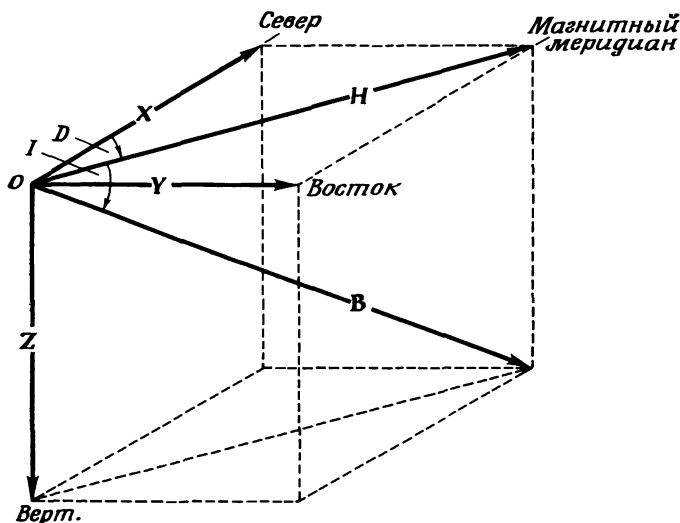
2.2. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Уильям Гильберт в изданном в 1600 г. на латинском языке трактате *De Magnete* впервые показал, что вся планета Земля является, по существу, огромным магнитом. Уже в 1635 г. Геллибранд обнаружил, что поле этого магнита медленно меняется. Эдмунд Галлей произвел первую в мире подробную магнитную съемку океанов и создал первые мировые магнитные карты (1702 г.). В 1835 г. великий немецкий ученый Гаусс произвел сферический гармонический анализ магнитного поля Земли и определил величину главных коэффициентов. Он же создал в Гёттингене первую в мире магнитную обсерваторию.

Начиная с этого времени наука о геомагнетизме постоянно развивалась. Сейчас она разделилась на два главных направления. Одно изучает возникновение, основные черты и изменения магнитного поля, генерируемого внутриземными процессами, второе — относительно быстрые вариации поля, вызванные внешними причинами.

Изучение природы земного магнитного поля является трудным и увлекательным делом, тесно связанным с возникновением и эволюцией нашей планеты. Однако большинство проблем, возникающих в этой области, выходят за рамки этой книги. Нас главным образом будут интересовать явления в магнитосфере, которые обязаны своим существованием самому факту наличия магнитного поля у Земли, а также и процессам на Солнце.

Единицы напряженности магнитного поля наиболее просто можно получить в рамках представлений о магнитных полюсах. Эти полюса бывают двух видов, которые, по соглашению, называются либо положительными и отрицательными, либо северными и южными. Полюса одного знака испытывают взаимное отталкивание, противоположного — притяжение. И хотя магнитные полюса являются только теоретической абстракцией, они бывают полезны для описания взаимодействия магнитных полей и магнитов. Полюсу приписывается единичная «магнитная масса», если со стороны равного ему по величине другого полюса, расположенного на единичном расстоянии, на него действует единичная сила. В системе СГС единицами силы и расстояния служат длина и сантиметр. Магнитная масса полюса равна m , если на расстоянии 1 см сила, действующая на единичную массу, будет равна m дин. На расстоянии r на единичную массу действует в этом случае сила m/r^2 дин, а на массу m_1 — сила mm_1/r^2 дин (закон Кулона).



Р и с. 2.8. Напряженность геомагнитного поля \mathbf{B} , ее ортогональные компоненты X , Y и Z и элементы H , D и I .

В некотором магнитном поле в точке P на магнитную массу m_1 действует сила, пропорциональная m_1 , если присутствие этой массы не вызывает изменений магнитных свойств тела, создающего это поле. Такое условие выполняется, если m_1 мала. Если механическую силу, действующую на магнитную массу в точке P , разделить на m_1 , то получится величина, называемая *напряженностью магнитного поля* в этой точке. В системе СГС единица напряженности называется *гаусс* и обозначается буквами Гс. Физическая размерность напряженности $\text{г}^{1/2}/\text{см}^{1/2} \cdot \text{с} = \text{дин}^{1/2}/\text{см}$. В земном магнетизме часто употребляется меньшая единица напряженности поля, *гамма* (γ): $1\gamma = 10^{-5}$ Гс.

2.2.1. СОСТАВЛЯЮЩИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В любой точке O вектор напряженности магнитного поля \mathbf{F} , или \mathbf{B} (последнее обозначение используется в данной работе), может быть разложен на составляющие различными способами (рис. 2.8).

В одном случае этими составляющими будут F , или B , — абсолютная величина (модуль) вектора — и два угла D и I . Угол D образован направлением на север и горизонтальной составляющей \mathbf{H} вектора \mathbf{B} , I есть угол между \mathbf{B} и \mathbf{H} . D считается положительным, если \mathbf{H} отклоняется к востоку, I положительно при отклонении \mathbf{B} вниз от горизонтальной плоскости. Величина D называется

магнитным склонением, I — наклонением. Вертикальная плоскость, проходящая через \mathbf{H} , называется (местной) магнитной меридиальной плоскостью.

В другом случае для разложения \mathbf{B} используются величины X , Y и Z — северная (X) и восточная (Y) компоненты \mathbf{H} и вертикальная составляющая Z , которая считается положительной, если \mathbf{B} направлено вниз. Напряженности F , или B (называемая «полной силой»), H , Z (горизонтальная и вертикальная составляющие) и X , Y измеряются в гауссах (Гс) или гаммах (γ); D и I измеряются в дуговых градусах и минутах. Все семь величин B (или F), H , D , I , X , Y , Z называются магнитными элементами. Между собой они связаны следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} H &= B \cos I, & Z &= B \sin I = H \operatorname{tg} I, \\ X &= H \cos D, & Y &= H \sin D, \\ X^2 + Y^2 &= H^2, & X^2 + Y^2 + Z^2 &= H^2 + Z^2 = B^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Для полного описания \mathbf{B} достаточно трех независимых элементов. Если эти элементы заданы, то любые другие могут быть получены из соотношений (1).

Для малых изменений величин элементов можно записать следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \Delta H &= \Delta B \cos I - \Delta I B \sin I, \\ \Delta Z &= \Delta B \sin I + \Delta I B \cos I, \\ \Delta Z &= \Delta H \operatorname{tg} I + \Delta I H \sec^2 I, \\ \Delta X &= \Delta H \cos D - \Delta D H \sin D, \\ \Delta Y &= \Delta H \sin D + \Delta D H \cos D. \end{aligned}$$

Здесь ΔD и ΔI должны быть выражены в радианах. Если же они даны в дуговых минутах, нужно использовать переходный множитель 0,000291. Для малых изменений поля ΔH и $H \Delta D = 0,000291 H (\Delta D)'$ являются составляющими вариаций поля в горизонтальной плоскости в прямоугольной системе координат H , D . ΔH — изменения поля вдоль \mathbf{H} и $0,000291 H (\Delta D)'$ перпендикулярно H , где $(\Delta D)'$ есть величина ΔD , измеряемая в минутах дуги.

Обычная стрелка компаса уравнивается, вращаясь горизонтально на вертикальной оси. Компасная стрелка, уравновешенная до намагничивания и способная вращаться в плоскости магнитного меридиана вокруг горизонтальной оси, называется bussолью наклонения, или инклинатором. В северной полусфере Земли почти везде северный полюс магнитной стрелки направлен вниз (I положительно), в южном полушарии вниз направлен южный полюс стрелки (I отрицательно). Области положительного и отрицатель-

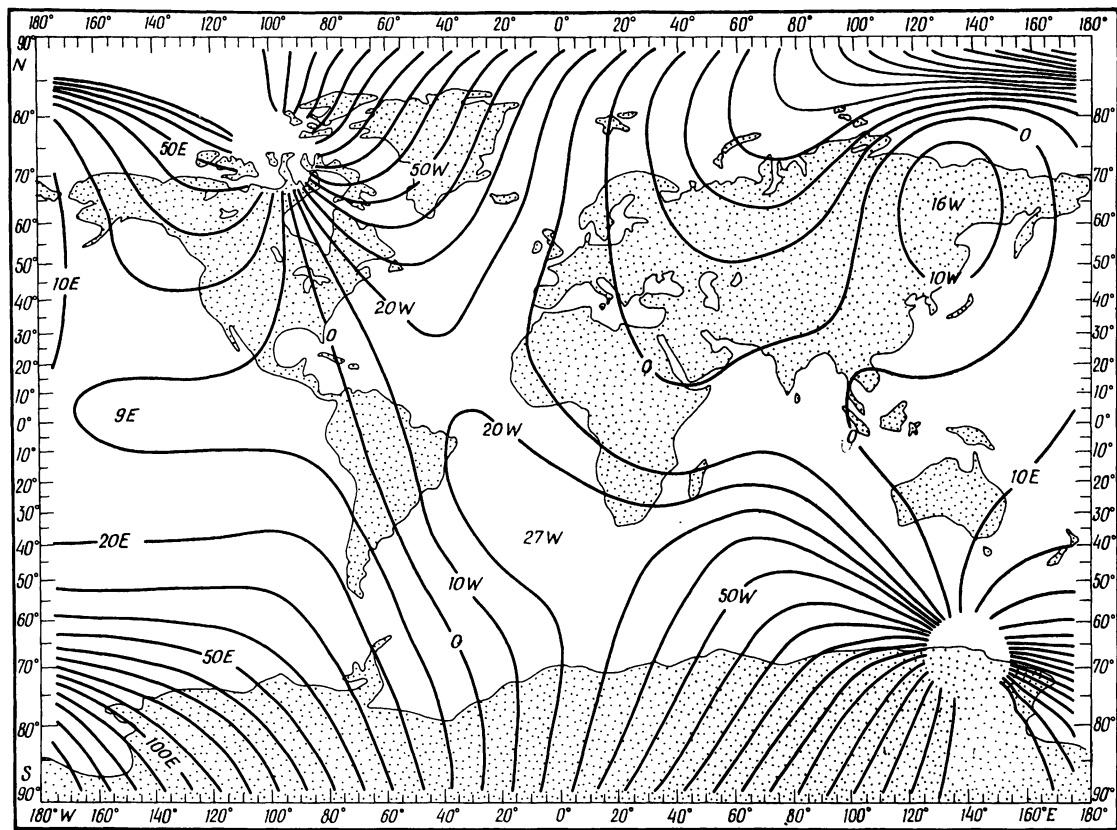
ного I разделены линией (называемой *магнитным экватором*, или *экватором наклонения*), вдоль которой $I = 0$. Магнитная стрелка (уравновешенная до намагничения) в любой точке на этой кривой располагается горизонтально.

В точках, где горизонтальная компонента B исчезает, магнитная стрелка устанавливается вертикально. Эти точки называются *полюсами магнитного наклонения*, или *полюсами наклонения*. Две основные точки такого типа обычно называются магнитными полюсами Земли. Одна из них находится в Арктике, вторая — в Антарктиде. На эпоху 1965 г. их координаты были соответственно 75° , 6 с. ш., 101° з. д. и $66^\circ,3$ ю. ш., 141° в. д.

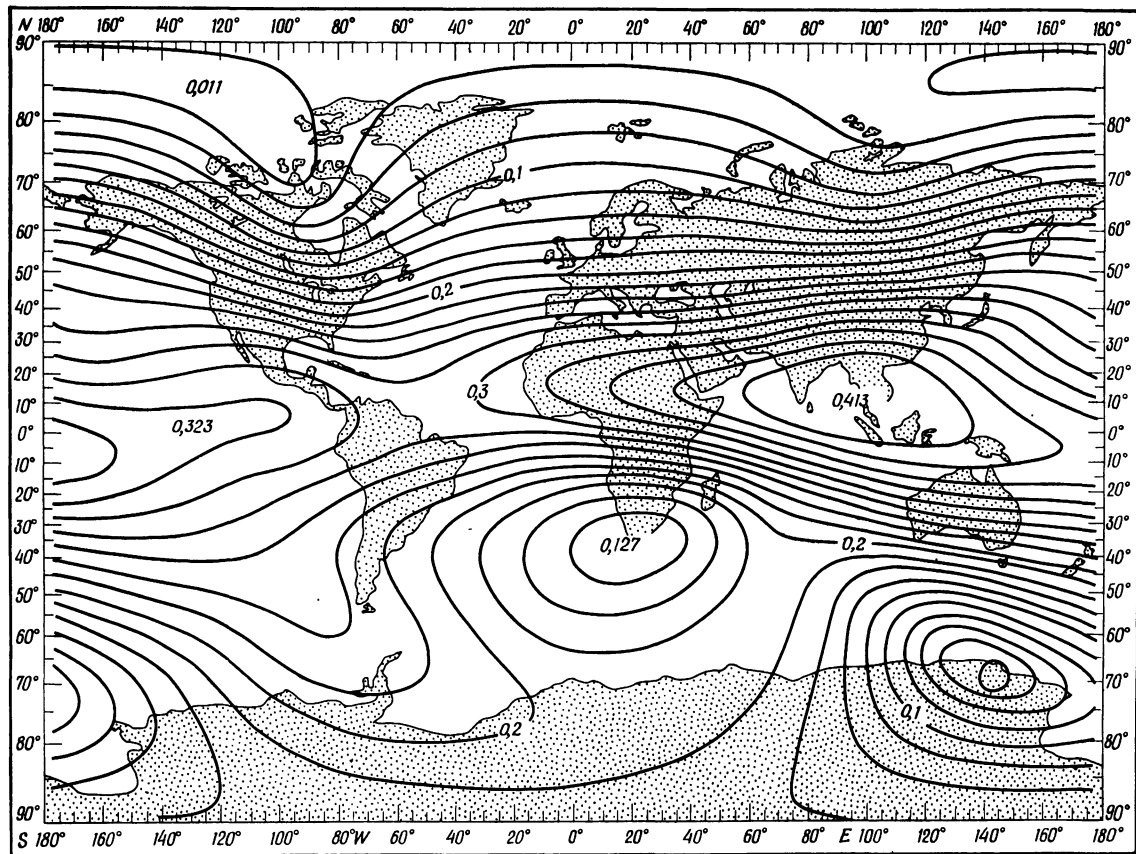
В любой точке P на сферической поверхности имеется естественное направление, характеризующее эту точку, — радиальное направление. Поскольку H , Z и I определяются относительно этого направления, а B вообще не требует для своего определения какого-либо направления, эти четыре составляющие можно назвать *собственными магнитными элементами*. Но B не может быть определено полностью только этими элементами. Чтобы определить азимут H , нужно выбрать некоторое нулевое направление, от которого можно отсчитывать магнитное склонение D . В качестве такого направления выбрано направление на северный географический полюс. Так как ось вращения Земли не связана непосредственно с конфигурацией геомагнитного поля, D (как и X , Y) определяется относительно условного направления, принятого на основе простого соглашения. Поэтому D , X и Y можно назвать *относительными магнитными элементами*.

2.2.2. МАГНИТНЫЕ КАРТЫ

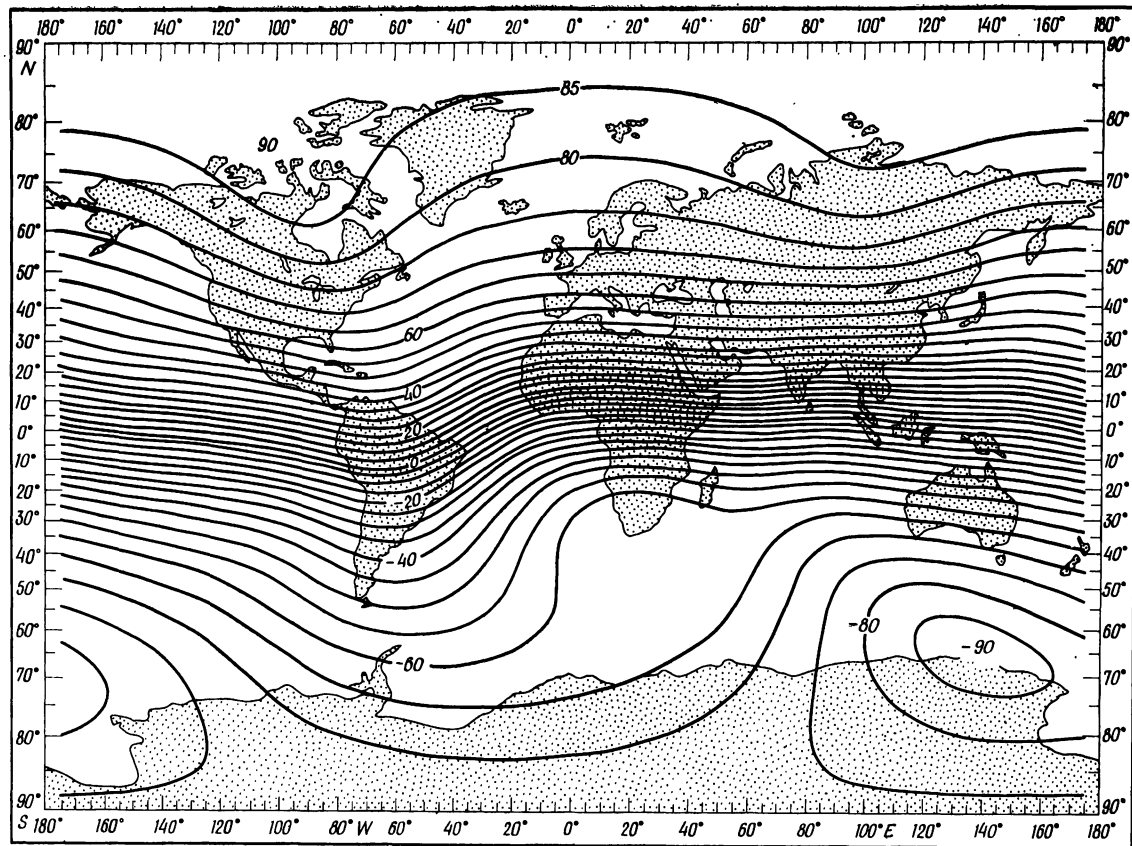
На ряд последовательных эпох, обычно через каждые 5 лет, распределение магнитного поля на поверхности Земли (измеренное в течение года или более) представляется *магнитными картами* трех или более *магнитных элементов*. На каждой из таких карт проводятся изолинии, вдоль которых данный элемент имеет постоянную величину. Линии равного склонения D называются *изогонами*, наклонения I — *изоклинами*, величины полной силы B — *изодинамическими линиями*, или *изодинамами*. Изомагнитные линии элементов H , Z , X и Y называются соответственно изолиниями горизонтальной, вертикальной, северной или восточной компонент. На рис. 2.9—2.15 представлены магнитные карты эпохи 1965 г. элементов D , H , I , X , Y , Z и B . На картах I и Z нулевая изолиния и есть магнитный экватор, или экватор наклонения. На картах H фокусы, где $H = 0$, и есть магнитные полюса (полюса наклонения). Эти полюса (равно как и географические полюсы) являются *точками схождения изогон* на картах D .



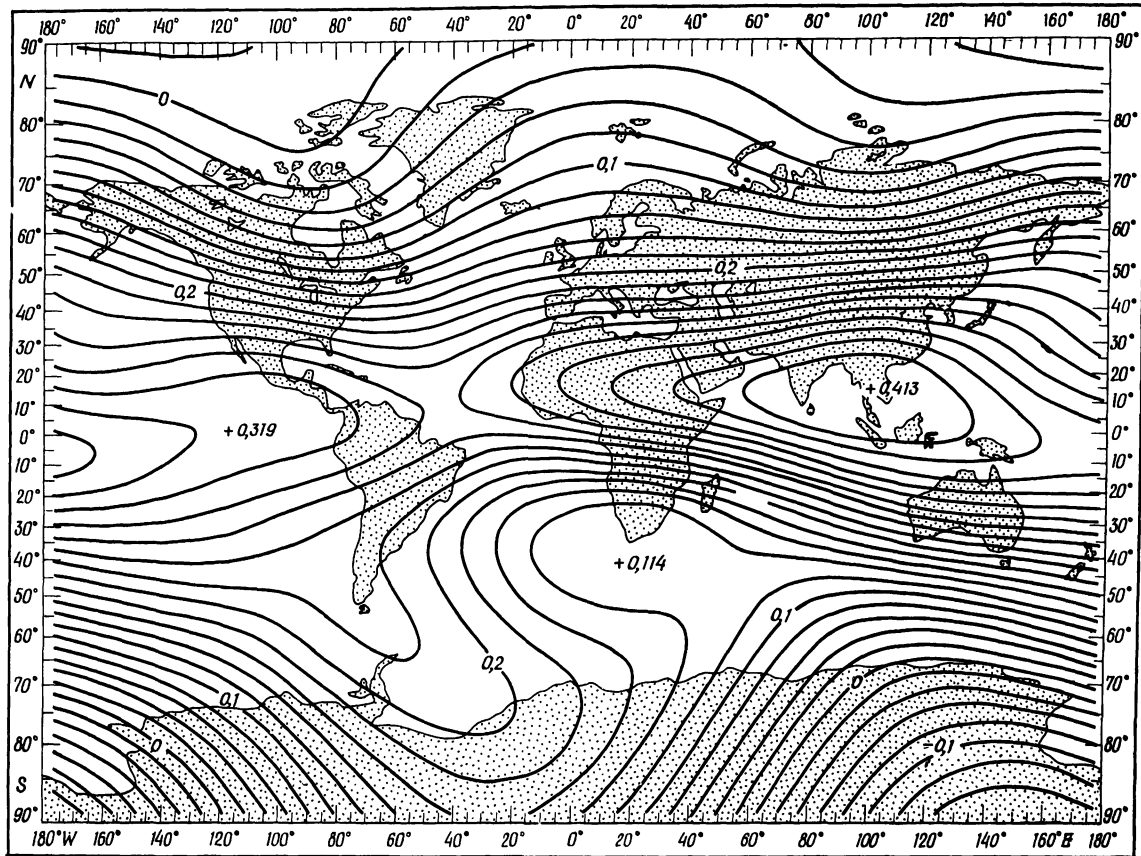
Р и с. 2.9. Карта
склонения D [82].



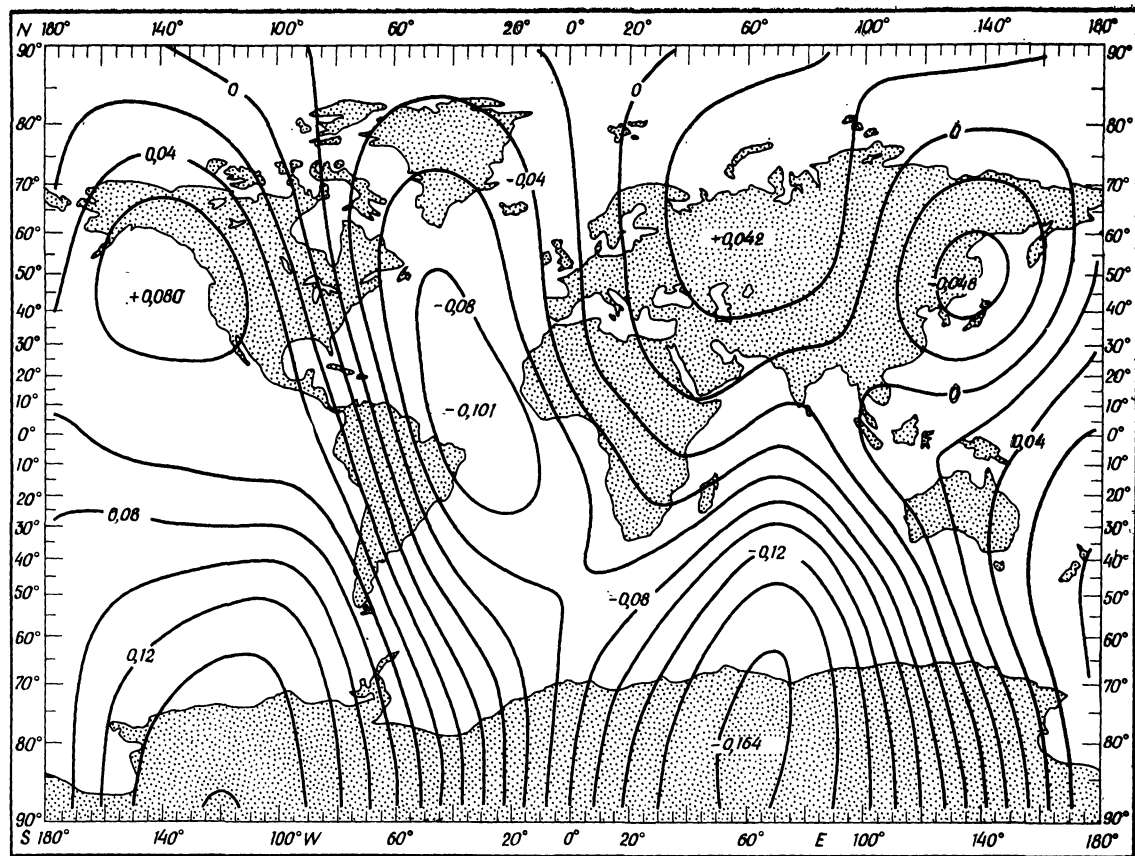
Р и с. 2.10. Карта горизонтальной составляющей H [82].



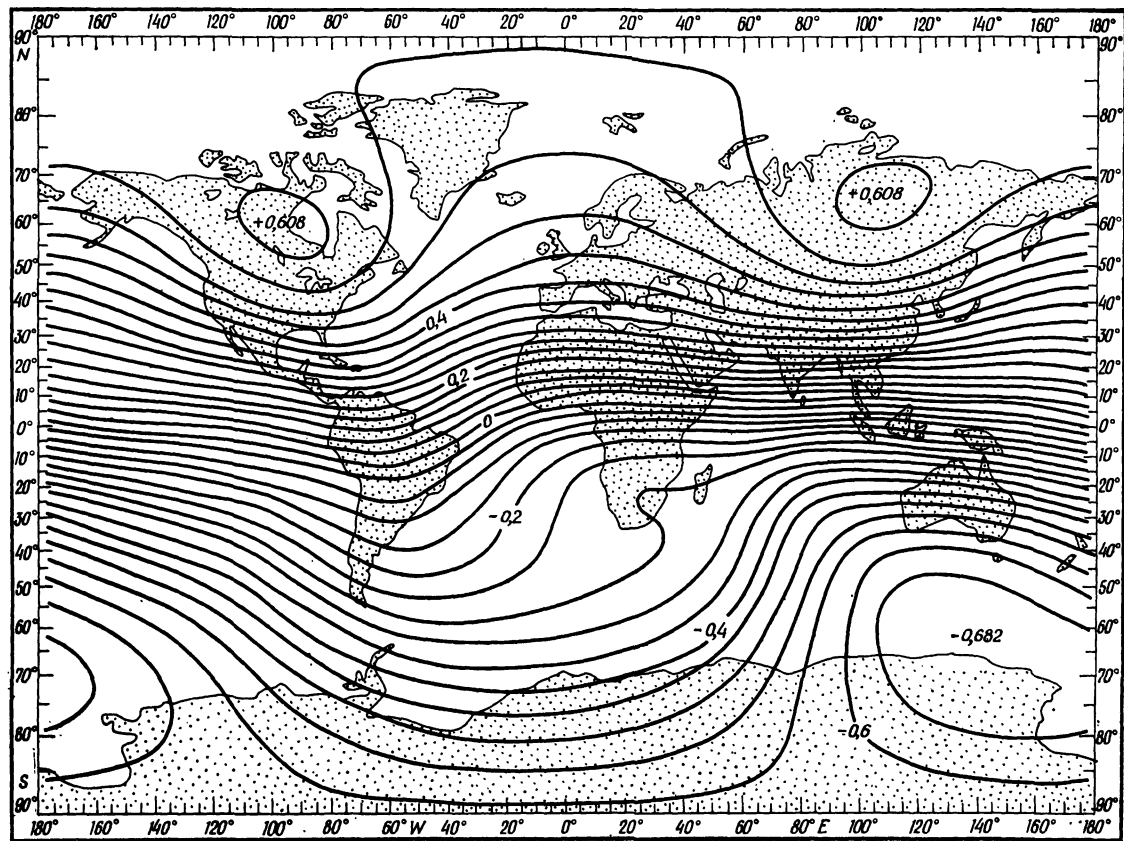
Р и с. 2.11. Карта
наклонения I [82].



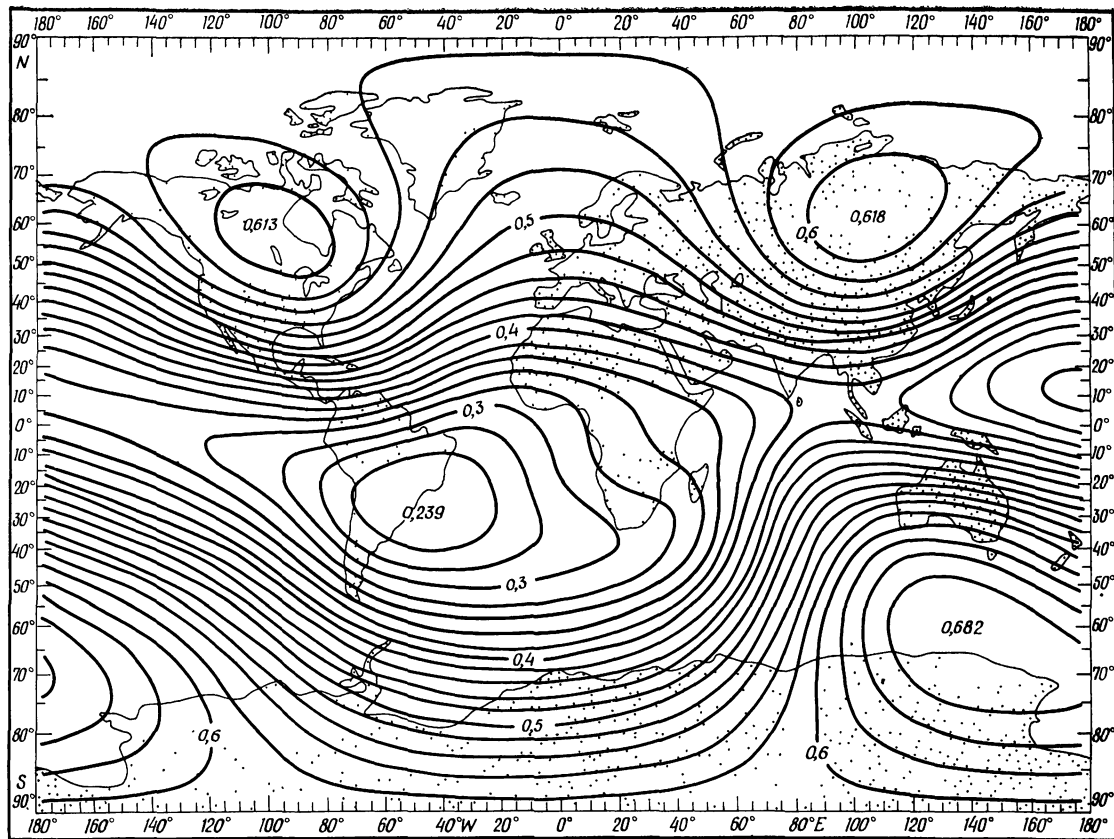
Р и с. 2.12. Карта северной составляющей $X[82]$.



Р и с. 2.13. Карта
восточной состав-
ляющей Y [82].



Р и с. 2.14. Карта
 вертикальной со-
 ставляющей Z (или
 V) [82].



Р и с. 2.15. Карта
 «полной силы» гео-
 магнитного поля
 В [82].

2.2.3. СФЕРИЧЕСКИЕ ГАРМОНИЧЕСКИЕ АНАЛИЗЫ ГЛАВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

На поверхности Земли и на некотором расстоянии над ней магнитное поле имеет потенциал V , который удовлетворяет уравнению Лапласа. При этом принимается, что поверхность Земли сферическая с радиусом a , и предполагается, что электрические токи сквозь эту поверхность отсутствуют. Этот потенциал в сферической системе координат r, θ, φ представляется рядом сферических гармонических членов [71]:

$$V = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) \left\{ \left[c_n^m \left(\frac{r}{a} \right)^n + \left(1 - c_n^m \right) \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} \right] A_n^m \cos m\varphi + \left[s_n^m \left(\frac{r}{a} \right)^n + \left(1 - s_n^m \right) \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} \right] B_n^m \sin m\varphi \right\}. \quad (1)$$

Здесь c_n^m и s_n^m — числовые коэффициенты, величина которых лежит в пределах $[0, 1]$. Они представляют часть гармонических членов $P_n^m \cos m\varphi$ и $P_n^m \sin m\varphi$ при $r = a$, обусловленную источниками (намагниченными массами или электрическими токами), лежащими вне исследуемой сферы.

Потенциал не наблюдается непосредственно. Он получается из сферического гармонического анализа планетарного распределения элементов D, H, I или X, Y, Z , измеренных во многих пунктах, либо снятых с магнитных карт соответствующих элементов по определенной сети точек. Для анализа можно использовать и спутниковые данные. Анализ планетарного распределения составляющей Z проводится с помощью соотношения

$$Z = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) (\alpha_n^m \cos m\varphi + \beta_n^m \sin m\varphi)$$

при $r = a$.

Поскольку $Z = \partial V / \partial r$, дифференцированием (1) при $r = a$ получаем следующие соотношения:

$$\alpha_n^m = [n c_n^m - (n+1)(1 - c_n^m)] A_n^m,$$

$$\beta_n^m = [n s_n^m - (n+1)(1 - s_n^m)] B_n^m.$$

Аналогично глобальное распределение величины $Y \sin \theta$ может быть также представлено в виде ряда сферических гармоник, как и разложение Z , но с коэффициентами γ_n^m и δ_n^m вместо α_n^m и β_n^m . Поскольку $Y = -(1/r \cdot \sin \theta) \partial V / \partial \varphi$,

$$\gamma_n^m = -m B_n^m, \quad \delta_n^m = m A_n^m.$$

Можно также найти A_n^m и B_n^m из анализа распределения X на поверхности Земли. В результате можно определить c_n^m и s_n^m , что в свою очередь позволяет найти V_i и V_e — части геомагнитного потенциала V , связанные соответственно с внутриземными и внешними источниками. Величины A_n^m и B_n^m , полученные из анализов X и Y , должны быть идентичными, однако из-за ошибок наблюдения они могут несколько отличаться. Можно воспользоваться совместным анализом X и Y и получить коэффициенты методом наименьших квадратов.

Соотношения, позволяющие по известным A_n^m , B_n^m , c_n^m , s_n^m найти внутреннюю и внешнюю части геомагнитного потенциала, даны ниже в обычно применяемой записи.

$$\begin{aligned} g_{ne}^m &= c_n^m A_n^m, & g_{ni}^m &= (1 - c_n^m) A_n^m, \\ h_{ne}^m &= s_n^m B_n^m, & h_{ni}^m &= (1 - s_n^m) B_n^m, \\ c_n^m &= g_{ne}^m / (g_{ne}^m + g_{ni}^m); & s_n^m &= h_{ne}^m / (h_{ne}^m + h_{ni}^m). \end{aligned}$$

Таким образом,

$$V = \sum_{n=1}^{\infty} V_n, \quad V_n = V_{ne} + V_{ni}, \quad (2)$$

$$V_{ne} = a (r/a)^n T_{ne}, \quad (3)$$

$$V_{ni} = a (a/r)^{n+1} T_{ni}, \quad (4)$$

где $T_n = \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta)$ с индексом e или i при T , g и h в соответствующих случаях.

2.2.4. РАЗЛИЧНЫЕ ФОРМЫ ПРИСОЕДИНЕННЫХ ПОЛИНОМОВ ЛЕЖАНДРА

Полиномы Лежандра P_n ($= P_n^0$) имеют стандартный вид

$$\begin{aligned} P_n(x) = \frac{1}{n! 2^n} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n &= \frac{(2n)!}{2^n (n!)^2} \left[x^n - \frac{n(n-1)}{2(2n-1)} x^{n-2} + \right. \\ &\left. + \frac{n(n-1)(n-2)(n-3)}{2 \cdot 4 \cdot (2n-1)(2n-3)} x^{n-4} - \dots \right], \end{aligned}$$

так что $P_1 = x$; $P_2 = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$, Однако существуют различные формы присоединенных полиномов Лежандра P_n^m , имеющие различные обозначения. Они отличаются числовыми множителями, и используемые числовые коэффициенты обратно пропорциональны числовому множителю полинома. Поэтому существенно, говоря о

числовых коэффициентах, указывать, какой форме P_n^m они соответствуют.

В геомагнетизме, так же как и в работах по метеорологии, геодезии и т. п., часто используются полиномы P_n^m в нормировке Шмидта [71, 108]. В настоящей книге обозначение P_n^m относится именно к этой форме. Полиномы в этой нормировке определяются следующим образом:

$$P_n^m(x) = \left[2 \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \right]^{1/2} N_{n,m},$$

где

$$N_{n,m} = (1-x^2)^{m/2} \frac{d^m P_n(x)}{dx^m}.$$

Последнее выражение также представляет полиномы Лежандра в нормировке Неймана; в математических работах именно эта форма часто обозначается как P_n^m .

Другая форма, которую обозначим $P_{n,m}$, задается следующим образом:

$$P_{n,m} = (n + 1/2)^{1/2} P_n^m \quad \text{для } m = 0$$

$$P_{n,m} = \frac{(2n+1)^{1/2}}{4} P_n^m \quad \text{для } m > 0.$$

Таблицы полиномов в этой форме были составлены Белоусовым [79], который назвал их нормированными присоединенными полиномами Лежандра, так как

$$\int_{-1}^1 [P_{nm}(x)]^2 dx = 1.$$

В этом смысле полиномы Лежандра P_n не нормированы, поскольку

$$\int_{-1}^1 P_n(x) P_{n'}(x) dx = 2 / (2n + 1), \quad \text{если } n = n',$$

$$\int_{-1}^1 P_n(x) P_{n'}(x) dx = 0, \quad \text{если } n \neq n'.$$

Как ясно из уравнений, описывающих P_n^m , полиномы в нормировке Шмидта имеют вид

$$\int_{-1}^1 P_n^n(x) P_{n'}^m(x) dx = 4 / (2n + 1), \quad \text{если } n = n',$$

$$\int_{-1}^1 P_n^m(x) P_{n'}^m(x) dx = 0, \quad \text{если } n \neq n'.$$

Отсюда следует, что среднеквадратичное значение $P_n^m(\cos \theta) \cos m\varphi$ или $P_n^m(\cos \theta) \sin m\varphi$ на всей сфере единичного радиуса будет равно $1/(2n+1)^{1/2}$.

Приводим несколько первых полиномов $P_n^m(\cos \theta)$: $P_1^1 = \sin \theta$, $P_2^1 = \frac{1}{2}\sqrt{3} \sin 2\theta$, $P_2^2 = \frac{1}{2}\sqrt{3} \sin^2 \theta$.

2.2.5. ЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ V_i и $\partial V_i/\partial t$ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЭПОХ

Точность магнитных карт порядка $\pm 100 \gamma$ или более. Коэффициенты с индексом e , полученные при сферическом гармоническом анализе, имеют величину того же порядка. Поэтому они определены не очень точно, истинная величина некоторых из них может быть меньше 100γ . Мы рассмотрим их позже в разд. 5.4.2.

Коэффициенты с индексом i , относящиеся к главному полю, источники которого лежат в глубинах Земли, приведены в табл. 2.3. Здесь представлены все коэффициенты с $n \leq 2$ для различных эпох, начиная с 1829 г. Единицы измерения — гауссы. В табл. 2.4 представлены коэффициенты на эпоху 1965 г., принятые международной научной общественностью в качестве *Международного аналитического геомагнитного поля*. Единицы измерения — γ , $n \leq 8$. В той же таблице дана *скорость изменения* коэффициентов \dot{g}_n^m и \dot{h}_n^m в $\gamma/\text{год}$.

Используя эти коэффициенты, можно найти *магнитный потенциал* и *напряженность магнитного поля* в любых точках *над поверхностью Земли*. Напряженность поля убывает вверх приблизительно как $1/r^3$. Члены порядка выше первого с увеличением r убывают существенно быстрее по сравнению с V_{1i} . На высоте 6 земных радиусов напряженность поля внутренних источников не превышает 200γ , но если поле внутренних источников с увеличением расстояния уменьшается, то напряженность поля от внешних источников увеличивается. Это увеличение идет вплоть до пересечения местонахождения источников поля, где нерадиальная компонента поля меняет знак. С дальнейшим увеличением высоты напряженность поля внешних источников также начинает уменьшаться. На расстоянии 6 земных радиусов полем внешних источников уже нельзя пренебречь по сравнению с полем внутренних. Но на малых высотах — от поверхности Земли и до ионосферы (по крайней мере до 100 км) — поле для большинства приложений можно рассчитать только с использованием коэффициентов внутренней части.

Таблица 2.3

Коэффициенты при дипольных и квадрупольных членах разложения геомагнитного поля по сферическим гармоническим функциям в нормировке Шмидта для различных эпох (в гаммах)

Автор	Эпоха	g_1^0	g_1^1	h_1^1	g_2^0	g_2^1	g_2^2	h_2^1	h_2^2
1. Эрмен — Петерсен	1829	-0,3201	-0,0284	0,0601	-0,0008	0,0257	-0,0014	-0,0004	0,0146
2. Гаусс	1835	-0,3235	-0,0311	0,0625	0,0051	0,0292	-0,0002	0,0012	0,0157
3. Адамс	1845	-0,3219	-0,0278	0,0578	0,0009	0,0284	0,0004	-0,0010	0,0135
4. Адамс	1880	-0,3168	-0,0243	0,0603	-0,0049	0,0297	-0,0006	-0,0075	0,0149
5. Ноймайер	1880	-0,3157	-0,0248	0,0603	-0,0053	0,0288	0,0065	-0,0075	0,0146
6. Фриче	1885	-0,3164	-0,0241	0,0591	-0,0035	0,0286	0,0068	-0,0075	0,0142
7. Шмидт	1885	-0,3174	-0,0236	0,0598	-0,0050	0,0278	0,0065	-0,0071	0,0149
8. Вестин и др.	1905	-0,31423	-0,02270	0,05981	-0,00773	0,02952	0,01107	-0,01051	0,01156
9. Вестин	1915	-0,31176	-0,02176	0,05912	-0,00842	0,02940	0,01345	-0,01144	0,00986
10. Дайсон — Фенер	1922	-0,3095	-0,0226	0,0592	-0,00887	0,02991	0,01443	-0,01241	0,00843
11. Шмидт	1922	-0,3090	-0,0227	0,0586	-0,0067	0,0292	0,0143	-0,0122	0,0113
12. Вестин	1925	-0,30892	-0,02166	0,05839	-0,00946	0,02946	0,01510	-0,01284	0,00814
13. Вестин	1935	-0,30662	-0,02129	0,05792	-0,01086	0,02959	0,01608	-0,01460	0,00676
14. Джонс — Мелот	1942,5	-0,3039	-0,0218	0,0555	-0,0117	0,02940	0,0156	-0,0150	0,0051
15. Вестин	1945	-0,30570	-0,02116	0,05805	-0,01265	0,02960	0,01632	-0,01658	0,00535
16. Афанасьева	1945	-0,3032	-0,0229	0,0590	-0,0125	0,0288	0,0150	-0,0146	0,0048
17. Нельсон	1945	-0,3057	-0,0219	0,0579					
18. Фанзелау — Каутцлебен	1945	-0,30668	-0,02160	0,0577	-0,01279	0,029596	0,01547	-0,01673	0,00581
19. Нельсон	1955	-0,3046	-0,0212	0,0576					
20. Финч — Литон	1955	-0,3055	-0,0227	0,0590	-0,0152	0,0303	0,0158	-0,0190	0,0024
21. Нагата — Огути	1958,5	-0,3045	-0,0222	0,00584	-0,0151	0,0295	0,0149	-0,0194	0,0021
22. Кейн и др.	1959	-0,30674	-0,01923	0,05762	-0,02055	0,0344	0,0124	-0,01977	0,00671
23. Фужер	1960	-0,30509	-0,02181	0,05841	-0,01464	0,02971	0,01673	-0,01988	0,00198
24. Адам и др.	1960	-0,3046	-0,0214	0,0580	-0,0150	0,0299	0,0164	-0,0194	0,0027
25. Иенсен — Кейн	1960	-0,30411	-0,02147	0,05790	-0,01602	0,02959	0,01545	-0,01912	0,00812
26. Литон и др.	1965	-0,30375	-0,02187	0,05769	-0,01648	0,02954	0,01579	-0,01995	0,00116
27. Гурвитц	1965	-0,30388	-0,02117	0,05760	-0,01640	0,02983	0,01583	-0,02004	0,00125
28. Международное аналитическое поле	1965	-0,30339	-0,02123	0,05758	-0,01654	0,02994	0,01567	-0,02006	0,00130

Таблица 2.4

Сферические гармонические коэффициенты g_{ni}^m и h_{ni}^m
 (и скорость их изменения в год \dot{g}_{ni}^m и \dot{h}_{ni}^m) в модели
 Международного аналитического поля (IGRF), 1965 г.

n	m	g_{ni}^m	h_{ni}^m	\dot{g}_{ni}^m	\dot{h}_{ni}^m
1	0	-30339	0	15,3	0,0
1	1	-2123	5758	8,7	-2,3
2	0	-1654	0	-24,4	0,0
2	1	2994	-2006	0,3	-11,8
2	2	1567	130	-1,6	-16,7
3	0	1297	0	0,2	0,0
3	1	-2036	-403	-10,8	4,2
3	2	1289	242	0,7	0,7
3	3	843	-176	-3,8	-7,7
4	0	958	0	-0,7	0,0
4	1	805	149	0,2	-0,1
4	2	492	-280	-3,0	1,6
4	3	-392	8	-0,1	2,9
4	4	256	-265	-2,1	-4,2
5	0	-223	0	1,9	0,0
5	1	357	16	1,1	2,3
5	2	246	125	2,9	1,7
5	3	-26	-123	0,6	-2,4
5	4	-161	-107	0,0	0,8
5	5	-51	77	1,3	-0,3
6	0	47	0	-0,1	0,0
6	1	60	-14	-0,3	-0,9
6	2	4	106	1,1	-0,4
6	3	-229	68	1,9	2,0
6	4	3	-32	-0,4	-1,1
6	5	-4	-10	-0,4	0,1
6	6	-112	-13	-0,2	0,9
7	0	71	0	-0,5	0,0
7	1	-54	-57	-0,3	-1,1
7	2	0	-27	-0,7	0,3
7	3	12	-8	-0,5	0,4
7	4	-25	9	0,3	0,2
7	5	-9	23	0,0	0,4
7	6	13	-19	-0,2	0,2
7	7	-2	-17	-0,6	0,3
8	0	10	0	0,1	0,0
8	1	9	3	0,4	0,1
8	2	-3	-13	0,6	-0,2
8	3	-12	5	0,0	-0,3

Продолжение

n	m	g_{ni}^m	h_{ni}^m	g_{ni}^m	h_{ni}^m
8	4	-4	-17	0,0	-0,2
8	5	7	4	-0,1	-0,3
8	6	-5	22	0,3	-0,4
8	7	12	-3	-0,3	-0,3
8	8	6	-16	-0,5	-0,3

2.2.6. СФЕРИЧЕСКИЕ ГАРМОНИЧЕСКИЕ ЧЛЕНЫ ПЕРВОГО ПОРЯДКА

Часть потенциала V_i , описываемую членами первого порядка V_{1i} , можно записать следующим образом (индекс i опущен):

$$V_1 = (a^3/r^2) [g_1^0 \cos \theta + (g_1^1 \cos \varphi + h_1^1 \sin \varphi) \sin \theta].$$

Определим H_0 , θ_A и φ_A через коэффициенты g и h :

$$H_0^2 = (g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2; \quad \mathcal{M} = H_0 a^3 (> 0);$$

$$\cos \theta_A = g_1^0 / H_0; \quad \sin \theta_A \cos \varphi_A = g_1^1 / H_0;$$

$$\sin \theta_A \sin \varphi_A = h_1^1 / H_0.$$

Отсюда

$$V_1 = (\mathcal{M} / r^2) \cos(\angle POA) = -\mathcal{M} \cos \theta' / r^2,$$

где $A(\theta_A; \varphi_A)$ обозначает северный магнитный полюс, лежащий в южном полушарии, B — антипод точки A в северном полушарии с координатами $\theta_0 = 180^\circ - \theta_A$ и $\varphi_0 = \varphi_A + 180^\circ$. Таким образом, V_{1i} есть потенциал точечного магнитного диполя с магнитным моментом \mathcal{M} , расположенного в центре Земли (точке O). Его момент ориентирован в направлении диаметра BOA , который называется дипольной осью Земли. Угол θ_0 характеризует наклон оси диполя относительно географической оси (угол AOS или BON , где S и N обозначают соответственно южный и северный географические полюсы).

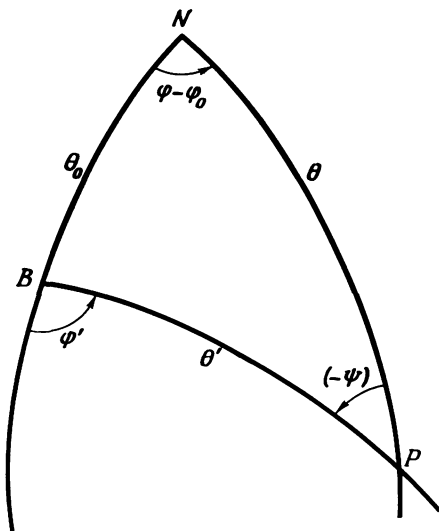
В табл. 2.5 приведены значения H_0 , θ_0 и φ_0 для эпох, указанных в табл. 2.3. Для нескольких последних десятилетий приняты в качестве стандартных следующие значения координат полюса диполя:

$$\theta_0 = 11^\circ,5, \quad \varphi_0 = -69^\circ \quad (\text{или } 291^\circ).$$

Таблица 2.5

Величины H_0 , θ_0 , φ_0 для центрального диполя, а также координаты эксцентричного диполя r' , θ'_0 , φ'_0 и $10^4 r'/a$

	Эпоха	$H_0 \cdot 10^7$	θ_0	φ_0	$10^4 r'/a$	r' , км	θ'_0	φ'_0
1	1829	3269	11,7°	-64,7°	395	252	91,6°	181,8°
2	1835	3309	12,2	-63,5	453	289	103,0	188,2
3	1845	3282	11,3	-64,3	448	285	95,0	181,3
4	1880	3234	11,6	-68,1	489	312	85,3	165,6
5	1880	3224	11,7	-67,6	482	307	84,6	168,0
6	1885	3228	11,4	-67,8	476	303	87,7	168,5
7	1885	3238	11,5	-68,5	460	293	84,6	168,4
8	1905	3207	11,5	-69,2	530	338	81,3	163,4
9	1915	3181	11,4	-69,8	546	348	80,5	162,3
10	1922	3159	11,6	-69,1	570	364	80,4	161,3
11	1922	3153	11,5	-68,8	540	344	83,5	161,7
12	1925	3151	11,4	-69,6	571	364	79,4	160,2
13	1935	3128	11,4	-69,8	600	382	77,9	157,4
14	1942,5	3097	11,1	-68,6	618	394	76,9	156,3
15	1945	3118	11,4	-70,0	629	401	76,1	154,1
16	1945	3097	11,8	-68,8	609	388	75,6	156,4
17	1945	3119	11,4	-69,3				
18	1945	3128	11,4	-69,5	629	401	76,0	153,6
19	1955	3107	11,4	-69,8				
20	1955	3120	11,7	-69,0	685	437	74,3	150,8
21	1958,5	3108	11,6	-69,2	680	433	74,2	149,3
22	1959	3127	11,2	-71,5	775	494	69,5	150,4
23	1960	3114	11,6	-69,5	681	435	75,0	149,5
24	1960	3108	11,5	-69,7	682	435	74,4	150,0
25	1960	3103	11,5	-69,7	665	424	72,4	149,4
26	1965	3099	11,4	-70,1	699	446	72,7	148,6
27	1965	3100	11,4	-69,8	703	448	72,9	148,8
28	1965	3095	11,4	-69,8	707	451	72,8	148,8



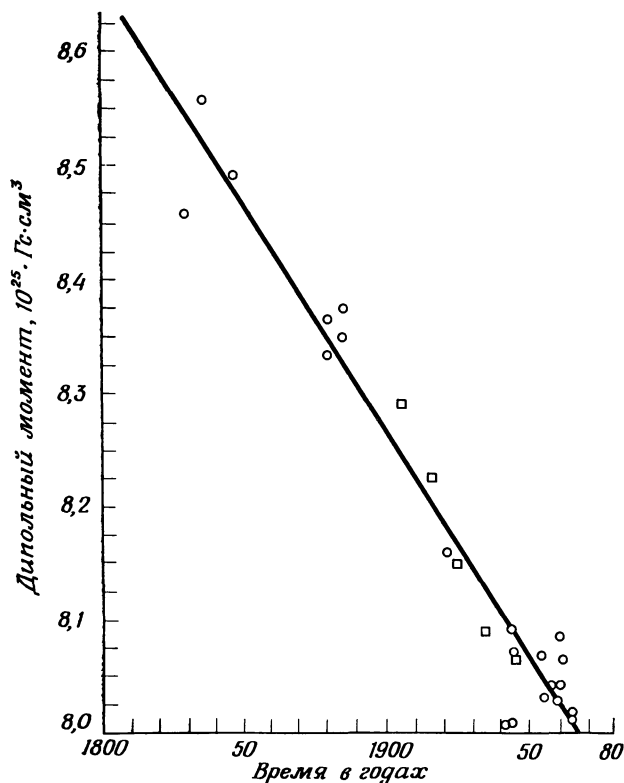
Р и с. 2.16. Схема для расчета геомагнитных координат [71]. N — северный географический полюс, B — северный конец оси диполя.

Как следует из таблицы, направление дипольной оси практически не меняется с 1829 г.: различия между координатами полюса диполя для разных эпох можно считать несущественными. Но в этот же период времени магнитный момент $H_0 a^3$ систематически уменьшался (рис. 2.17). Его уменьшение может быть аппроксимировано выражением

$$\mathcal{M} = (15,77 - 0,003951 t) \cdot 10^{25} \text{ (Гс} \cdot \text{см}^3\text{)},$$

где t — время в годах, отсчитываемое вперед или назад от 1900 г. н. э. Если уменьшение будет продолжаться с такой же скоростью, к 3991 г. магнитный момент станет равным нулю.

Археоманнитные и палеомагнитные данные (полученные при анализе величины термоостаточной намагниченности керамики, кирпичей, лавовых потоков и т. п., возникшей при их остывании в магнитном поле Земли) показывают, что в течение последних 9000 лет \mathcal{M} испытывал хорошо выраженные квазипериодические изменения (рис. 2.18) [111, 112]. Там же указан временной интервал рис. 2.17. Такие изменения магнитного момента совместно с ростом и затуханием недипольных частей поля, по-видимому, тесно связаны с изменением полярности главного магнитного поля.



Р и с. 2.17. Изменения магнитного момента земного диполя с 1829 г. [99].

2.2.7. ДИПОЛЬНОЕ ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ, СИЛОВЫЕ ЛИНИИ И ДИПОЛЬНЫЕ КООРДИНАТЫ

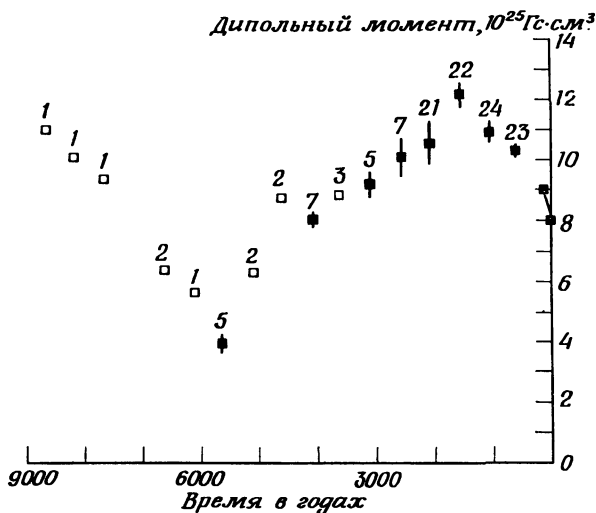
Геомагнитные дипольные координаты — дополнение к широте θ' и восточная долгота φ' — определяются соответственно [106] относительно OB как полярной оси и полукруга NBA как нулевого меридиана [106]. Для точки P с географическими координатами θ , φ геомагнитные координаты могут быть вычислены по следующим формулам (рис. 2.16):

$$\cos \theta' = -\cos \theta \cos \theta_0 - \sin \theta \sin \theta_0 \cos(\varphi - \varphi_0),$$

$$\sin \varphi' = \sin \theta \sin(\varphi - \varphi_0) \operatorname{cosec} \theta'.$$

Магнитное склонение дипольного поля $-\psi$ — угол, образованный магнитным и географическим меридианами в точке P , определяется из выражения

$$\sin(-\psi) = \sin \theta_0 \sin(\varphi - \varphi_0) / \sin \theta'.$$



Р и с. 2.18. Изменения магнитного момента земного диполя [140] по археомагнитным данным [198].

Существуют таблицы, которые содержат геомагнитные координаты сетки точек, расположенных через равные угловые интервалы в географических координатах θ и φ . На рис. 2.19, *a* и *б* для северного и южного полушарий даны сетки географических и геомагнитных координат. Пользуясь этими сетками, легко найти геомагнитные координаты любой точки с известными географическими координатами и наоборот.

Чтобы определить географические координаты точки по известным геомагнитным, можно воспользоваться следующими формулами:

$$\cos \theta = \cos \theta' \cos \theta_0 - \sin \theta' \sin \theta_0 \cos \varphi',$$

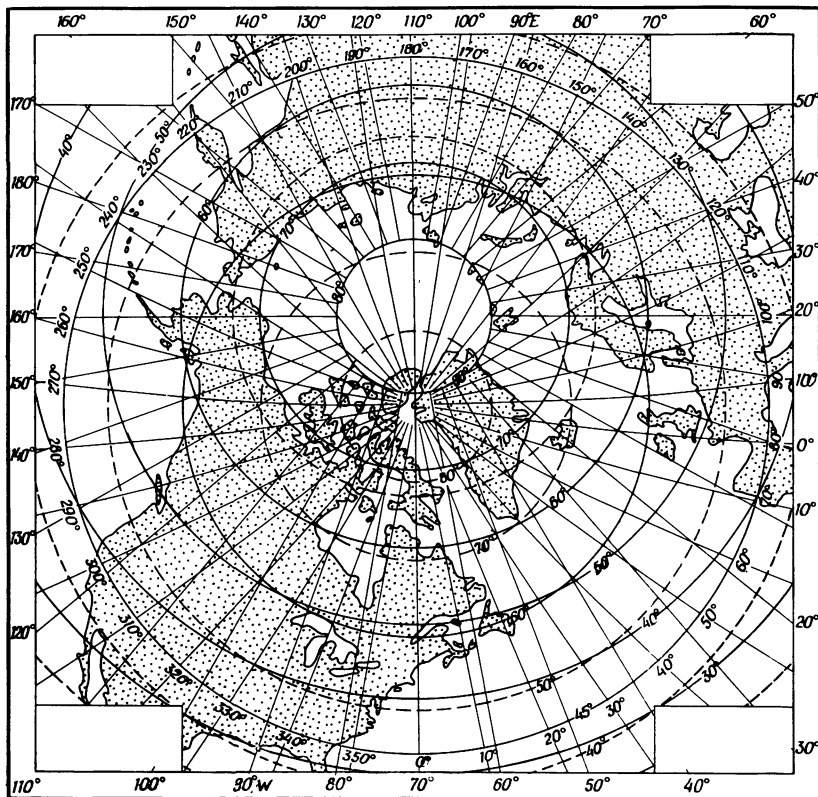
$$\sin(\varphi - \varphi_0) = \sin \theta' \sin \varphi' \operatorname{cosec} \theta.$$

Рассмотрим теперь дипольную часть геомагнитного поля в любой точке P с геомагнитными координатами θ' и φ' (для простоты записи в этом разделе опустим индексы геомагнитных координат). Тогда V_1 в точке P есть $V_1 = -\mathcal{M} \cos \theta / r^2$. Поскольку V_1 не зависит от долготы, восточная компонента дипольного поля \mathbf{V} равна нулю. Северная H и вертикальная Z составляющие поля получаются при дифференцировании V_1 :

$$H = \partial V_1 / r d\theta = \mathcal{M} \sin \theta / r^3 = H_0 (a/r)^3 \sin \theta,$$

$$Z = \partial V_1 / \partial r = 2\mathcal{M} \cos \theta / r^3 = Z_0 (a/r)^3 \cos \theta,$$

$$Z_0 = 2H_0.$$



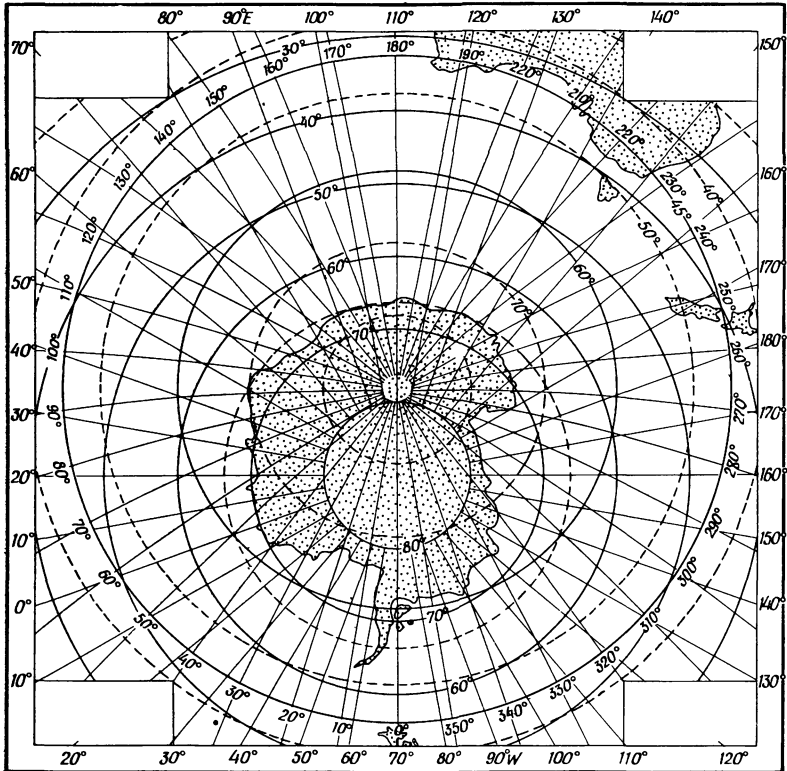
Р и с. 2.19. Сетка геомагнитных координат на географической карте северного (слева) и южного (справа) полушарий.

Здесь Z_0 и H_0 — максимальные значения Z и H на геоцентрической сфере радиуса a , содержащей точку P . H_0 соответствует полю на геомагнитном экваторе, а Z_0 — на северном полюсе. На южном полюсе $Z = -Z_0$. Наклонение I и магнитная широта λ' могут быть определены из следующих уравнений:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} I = Z/H = 2 \operatorname{ctg} \theta, \quad dI/d\theta = -2/(1 + 3 \cos^2 \theta), \\ \operatorname{tg} \lambda' = 1/2 \operatorname{tg} I. \end{aligned}$$

Каждая силовая линия дипольного поля лежит в плоскости геомагнитного меридиана. Ее дифференциальное уравнение $Z/dr = H/r d\theta$. Решение этого уравнения имеет вид

$$r = r_e \sin^2 \theta,$$



где r_e — радиальное расстояние, на котором данная силовая линия пересекает плоскость геомагнитного экватора. В этой точке величина поля есть \mathcal{M}/r_e^3 . Постоянная интегрирования r_e может быть принята за параметр, определяющий силовую линию.

Радиус кривизны R силовой линии в точке $P(\theta)$ определяется как $ds/d\chi$, где χ — угол между любым фиксированным направлением и касательной к силовой линии в точке P . Если выбрать в качестве фиксированного направление OB , то $\chi = \theta + 90^\circ - I$. Обозначив $C^2 = 1 + 3 \cos^2 \theta$, получим следующие уравнения:

$$d\chi/d\theta = 1 + 2/C^2 = 3(1 + \cos^2 \theta)/C^2,$$

$$(ds/d\theta)^2 = (dr/d\theta)^2 + r^2 = (Cr_e \sin \theta)^2.$$

Откуда

$$R = ds / d\chi = (ds / d\theta) / (d\chi / d\theta) = (C^3 r_e \sin \theta) / 3 (1 + \cos^2 \theta).$$

Напряженность поля в точке P может быть определена через параметр силовой линии:

$$B = (H^2 + Z^2)^{1/2} = \mathcal{M} C / r^3 = (\mathcal{M} / r_e^3) C / \sin^6 \theta = B_e C / \sin^6 \theta,$$

где

$$B_e = \mathcal{M} / r_e^3.$$

Представление геомагнитного поля центральным диполем является первым весьма грубым приближением, поэтому в ряде случаев геомагнитные координаты не удовлетворяют исследователей. Если, например, используя наряду с дипольными еще пять старших сферических гармонических членов, рассчитать геометрическое место точек пересечения земной поверхности силовыми линиями, располагающихся в экваториальной плоскости на расстоянии 5,6 радиуса Земли, то эта линия хорошо совпадет с наблюдаемой зоной полярных сияний (разд. 8.9). Совпадение наблюдаемой зоны полярных сияний с рассчитанной таким образом существенно лучше, чем просто с геомагнитной параллелью широты $67^\circ,5$ [91]. Этот пример свидетельствует, что, используя более высокие члены разложения по сферическим гармоникам, можно построить геомагнитную систему координат, лучшую, чем дипольная. Было показано, что если проектировать по силовым линиям на поверхность Земли лежащие в плоскости экватора геоцентрические окружности с радиусами $L_c = a \operatorname{cosec}^2 \theta'_c$, то полученные широты θ'_c упорядочивают явления в полярной шапке лучше, чем дипольные геомагнитные широты.

На основе выполненных Халтквистом исследований Хакура [90] предложил «исправленные» геомагнитные координаты, которые впоследствии широко использовались (разд. 8.9) для описания различных авроральных явлений и поглощения космического радиоизлучения в полярной шапке (разд. 8.3). Густафссон [89] усовершенствовал далее «исправленные» геомагнитные координаты, используя коэффициенты разложения поля на эпоху 1965 г.

2.2.8. ДИПОЛЬНОЕ (ГЕОМАГНИТНОЕ) ВРЕМЯ

Вегард для объяснения некоторых явлений, связанных с суточными вариациями полярных сияний, ввел понятие геомагнитных полуночи и полудня. Это привело к более общей концепции геомагнитного времени. В точке P с географическими координатами θ и φ и геомагнитными координатами θ' и φ' геомагнитное время,

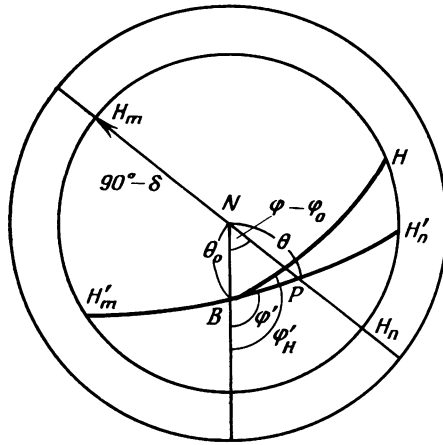


Рис. 2.20. Схема определения «геомагнитного времени» в системе геомагнитных координат [110].

Если отсчитывать его от геомагнитного полудня и относительно истинного положения Солнца H (от слова *helios*), может быть выражено соотношением

$$15^\circ t' = \phi'_H - \phi',$$

где ϕ'_H — геомагнитная долгота полудня в данный момент времени. Если в Гринвиче истинное время t_G , в точке P местное истинное время будет $t_G + \phi/15^\circ$ и географическая долгота истинного положения Солнца будет $180^\circ - 15^\circ t_G$. Отсюда, учитывая также полярный угол этого положения (который определяется как $90^\circ - \delta$, где δ обозначает склонение Солнца), геомагнитную долготу ϕ'_H можно рассчитать по формулам, данным в разд. 2.2.7. Гринвичское среднее время в этот момент будет $t_G - e$, где e обозначает «уравнение времени». На рис. 2.20 показан круг с угловым радиусом $90^\circ - \delta$, который описывает положение Солнца на земной поверхности. Дуга большого круга, проведенная через точку P и геомагнитный полюс B , пересекает этот круг в точках H'_n и H'_m , которые указывают положения Солнца соответственно в моменты геомагнитного полудня и геомагнитной полуночи точки P . Эти моменты зависят от широты точки P . Положения Солнца в местные истинные полдень и полночь указаны точками H_n и H_m соответственно. Очевидно, когда δ положительно (лето в северном полушарии), утренняя половина геомагнитных суток не равна вечерней. В высоких широтах геомагнитное время может весьма сильно отличаться от истинного или среднего в течение большей части суток.

2.2.9. ЭКСЦЕНТРИЧНЫЙ ДИПОЛЬ, ЕГО ПОЛЕ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ
КООРДИНАТЫ И ВРЕМЯ

Если начало сферических координат или связанных с ними декартовых ($x = r \sin \theta \cos \psi$, $y = r \sin \theta \sin \psi$, $z = r \cos \theta$) перенести из центра Земли O в точку O' с координатами r' , θ'_0 , ψ'_0 (x' , y' , z'), все коэффициенты g_n^m , h_n^m в новом выражении V' для магнитного потенциала V изменятся, кроме коэффициентов g_1^0 , g_1^1 и h_1^1 . Пусть V'_1 — потенциал диполя, имеющего то же направление и величину магнитного момента, что и раньше, но расположенного в точке O' . Поле этого диполя является первым приближением для описания земного магнитного поля. Соответствующий выбор положения точки O' , как указал Кельвин в 1871 г., приведет к тому, что следующие три члена разложения по сферическим гармоникам, включая P_2 и P_2^1 , исчезают. Шмидт [107] дал формулы для выбора такого положения O' , а диполь, расположенный в точке O' , получил название *эксцентричного* диполя. Его поле аппроксимирует геомагнитное лучше, чем центральный диполь. Полученные Шмидтом формулы для вычисления декартовых координат центра O' по первым восьми коэффициентам разложения V в центральной системе координат имеют вид

$$3H_0^2 x' / a = L_x - g_1^1 E, \quad 3H_0^2 y' / a = L_y - h_1^1 E,$$

$$3H_0^2 z' / a = L_z - g_1^0 E,$$

где

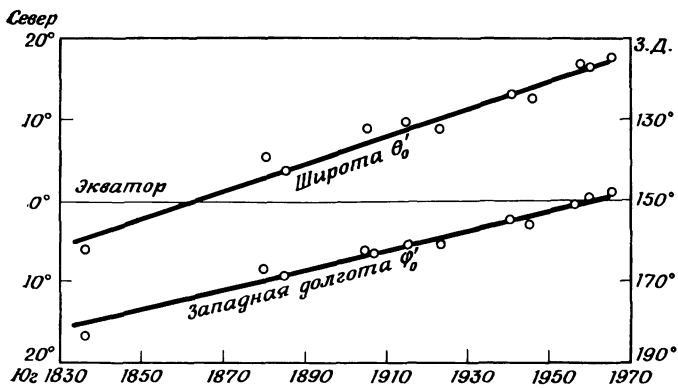
$$L_x = -g_1^1 g_2^0 + \sqrt{3} (g_1^1 g_2^2 + h_1^1 h_2^2 + g_1^0 g_2^1),$$

$$L_y = -h_1^1 g_2^0 + \sqrt{3} (g_1^1 h_2^2 - h_1^1 g_2^2 + g_1^0 h_2^1),$$

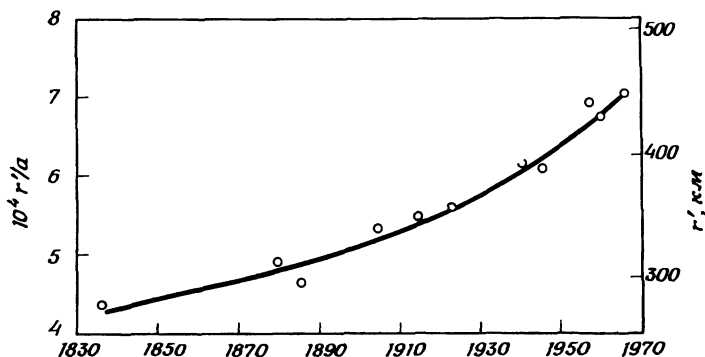
$$L_z = 2g_1^0 g_2^0 + \sqrt{3} (g_1^1 g_2^1 + h_1^1 h_2^1),$$

$$E = (g_1^1 L_x + h_1^1 L_y + g_1^0 L_z) / 4H_0^2.$$

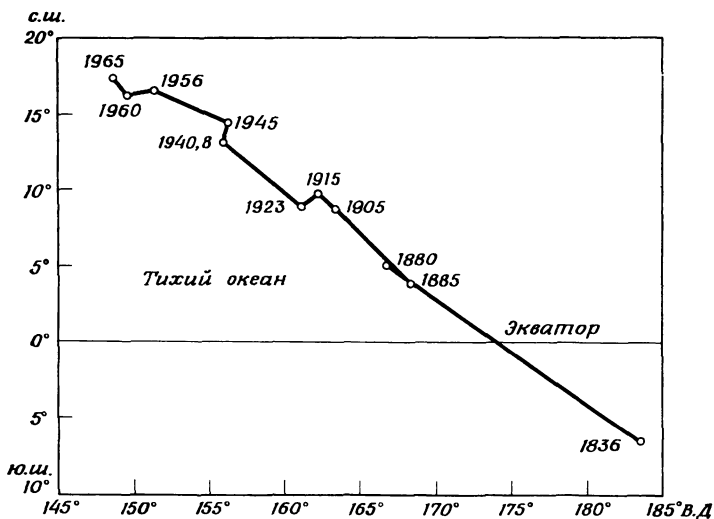
Сферические координаты эксцентричного диполя r' , θ'_0 и ψ'_0 , а также выражение $10^4 r'/a$ приведены в табл. 2.5 и показаны графически на рис. 2.21 и 2.22. Если продолжить до пересечения с земной поверхностью радиус OO' , то полученная точка называется радиальной проекцией эксцентричного диполя. На рис. 2.23 показан путь, который с 1836 г. проделала радиальная проекция по поверхности Земли. Естественно, что более ранние определения параметров эксцентричного диполя на рис. 2.21—2.23 проведены с меньшей точностью, чем более поздние. Однако в большинстве случаев точки на рис. 2.21—2.22 представляют не отдельные определения, а средние по группе определений. Участки кривых с 1880 г. и по настоящее время хорошо аппроксимируют



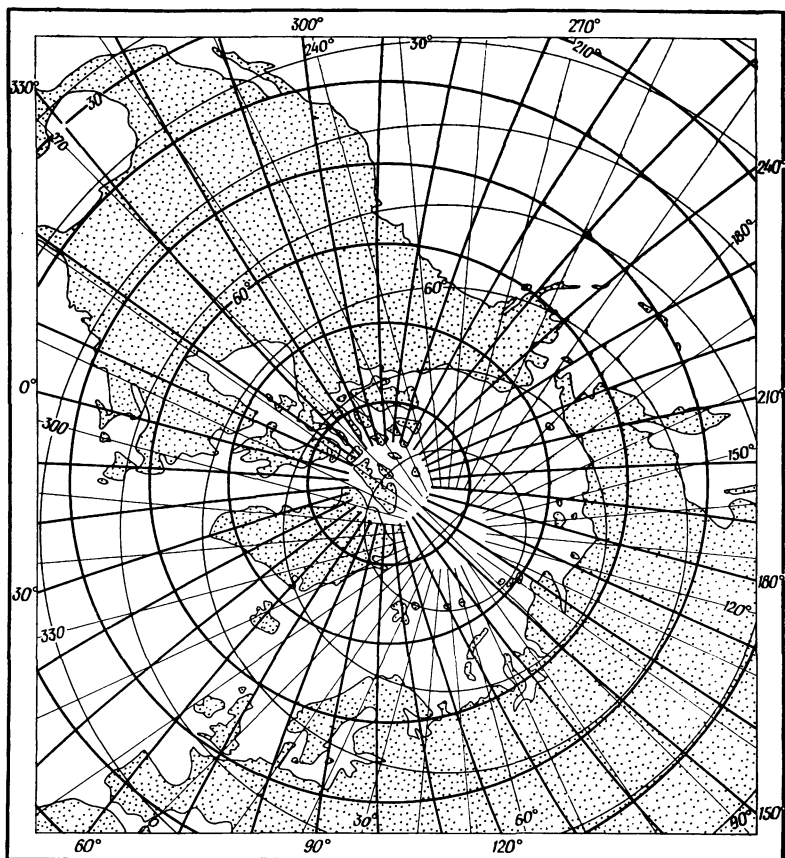
Р и с. 2.21. Полярные углы эксцентричного диполя.



Р и с. 2.22. Расстояние эксцентричного диполя от центра Земли.



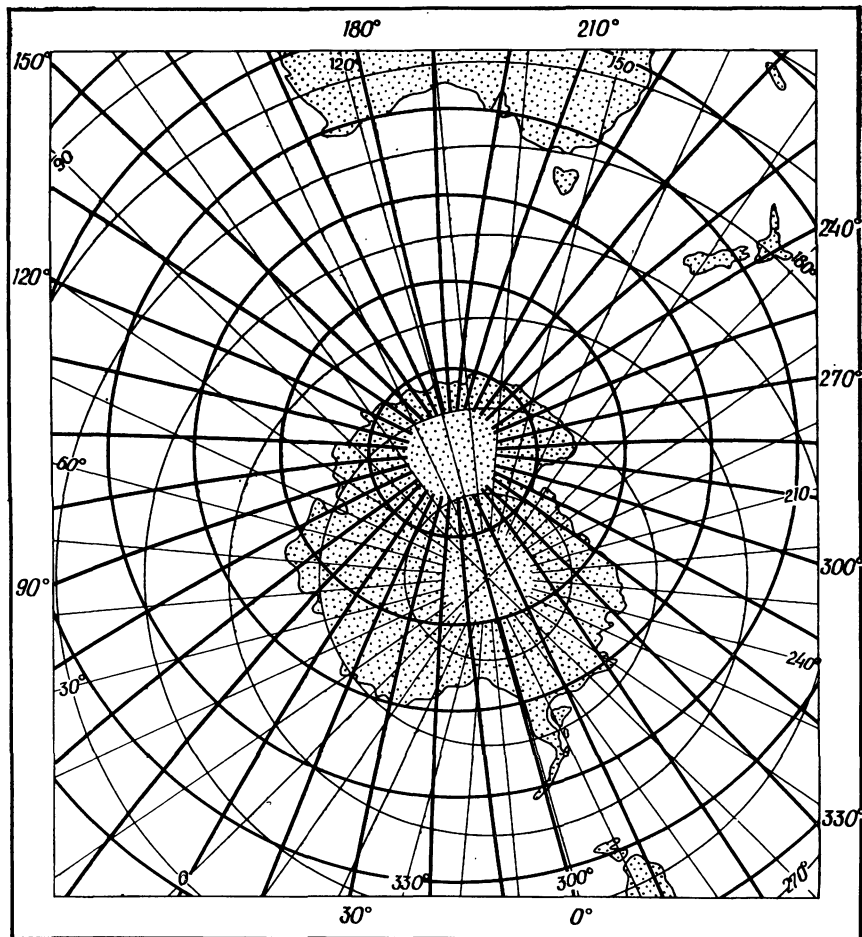
Р и с. 2.23. Перемещение радиальной проекции эксцентричного диполя по поверхности Земли.



Р и с. 2.24. Сетка геомагнитных координат (эксцентричный диполь)

ся линейными зависимостями. Эксцентричный диполь медленно дрейфует наружу, к северу и к западу с 1836 г. Экваториальную плоскость он пересекает примерно в 1862 г. Траектория по радиальной проекции расположена в районе островов Гилберта в Тихом океане.

Ось эксцентричного диполя, проведенная через точку O' параллельно AB , пересекает поверхность Земли в точках B' и A' , расположенных вблизи B и A соответственно. В этих точках наклонение поля эксцентричного диполя не равно нулю. Полюса наклонения поля эксцентричного диполя (точки B'' и A'') распо-



в северной (слева) и южной (справа) полярных зонах.

жены в меридиональной плоскости $BO'A$ несколько дальше от точек B и A . Западная долгота этой плоскости в геомагнитной системе координат увеличилась с 110° в 1836 г. до 143° в 1965 г. Углы BOB' и AOA' за этот же промежуток времени увеличились с $2^\circ,4$ до $4^\circ,0$. Углы BOB'' и AOA'' , как правило, не равны друг другу: в 1836 г. они были равны $7,2$ и $5^\circ,5$, а в 1965 г. — $11,8$ и $13^\circ,2$.

Поле эксцентричного диполя улучшает дипольную аппроксимацию геомагнитного поля на поверхности Земли 1) в представлении особенностей поля B в районе экватора [высокие значения поля между Австралией и Азией и низкие значения поля в Южной

Америке (рис. 2.15)] и 2) в представлении формы агонических линий. Но все же, как отметил Бартельс [78], и при такой аппроксимации остаются значимые различия с наблюдаемым геомагнитным полем [71].

Коул [85] определил систему координат и времени, основанную на аппроксимации поля эксцентричным диполем (θ'' , φ'' и t''), а в [80] эти координаты использовались при исследовании полярных сияний и связанных с ними явлений. На рис. 2.24 показана система таких координат для северного и южного полушарий [85]. Простой метод определения t'' для любой точки P (с географическими координатами θ , φ и геомагнитными θ' , φ') и $UT = t_0$ заключается в следующем: зная склонение Солнца и уравнение времени, положение H подсолнечной точки (θ_H , φ_H и θ'_H , φ'_H) находят на карте, на которой располагаются и географические, и геомагнитные (центрального диполя) долготы и широты. Далее используются следующие уравнения:

$$t'' = \varphi'' - \varphi''_H; t'' - t' = \varphi_{P,O'} - \varphi_{P,O},$$

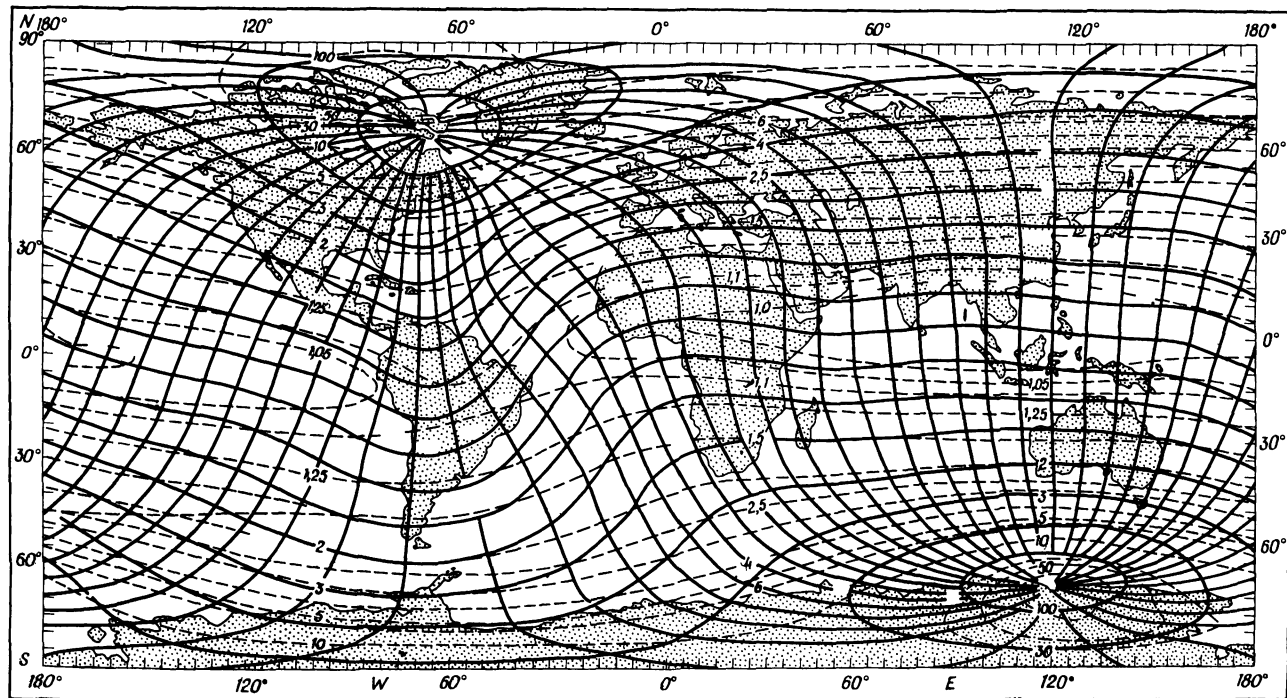
где $\varphi_{P,O'}$ определяется положением P и O' на рассматриваемую эпоху:

$$\operatorname{tg} \varphi_{P,O'} = \frac{0,854(x-x') - 0,495(y-y') - 0,160(z-z')}{-0,515(x-x') - 0,848(y-y') - 0,126(z-z')},$$

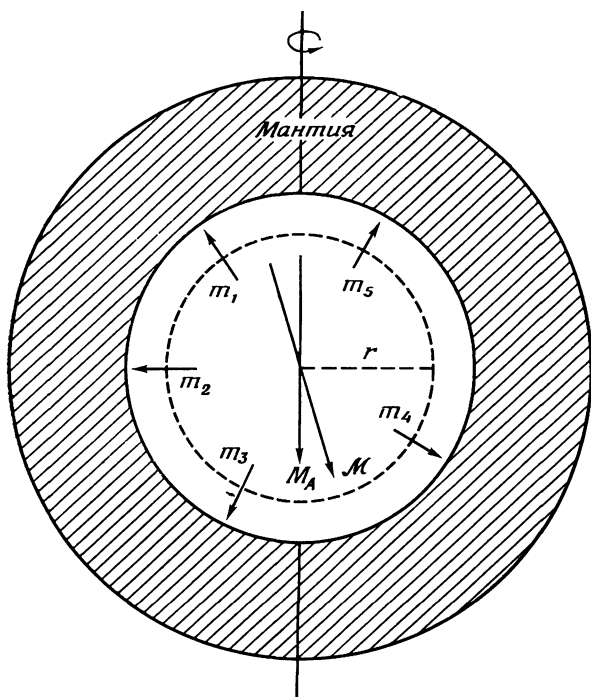
где x' , y' и z' — координаты точки O' . Величина $\varphi_{P,O}$ определяется из этого же уравнения при $x' = y' = z' = 0$.

2.2.10. ГЕОМАГНИТНЫЕ СОПРЯЖЕННЫЕ ТОЧКИ, СОПРЯЖЕННОСТЬ ГЕОМАГНИТНЫХ И СВЯЗАННЫХ С НИМИ ЯВЛЕНИЙ

Хотя часть геомагнитного потенциала V_i , описываемая второй и более высокими гармониками, довольно быстро убывает с удалением от поверхности Земли и точность дипольного (центрального или эксцентричного) приближения увеличивается, все же для ряда задач недостаточно дипольного приближения. Одной из таких задач является определение формы силовых линий между двумя точками, в которых они пересекают поверхность Земли. Эти две точки называют магнитосопряженными. Некоторые геомагнитные, авроральные и другие магнитосферные явления проявляют близкое подобие в сопряженных точках. Эта особенность называется *сопряженностью*. В работе [114], а затем и во многих других исследованиях рассчитаны положения точек в южном полушарии, сопряженных с определенными точками северного полушария по ряду членов уравнения (1) в разд. 2.2.3. На рис. 2.25 представлена карта, пользуясь которой можно найти сопряженные точки [84].



Р и с. 2.25. Карта для нахождения сопряженных точек по сетке «исправленных» геомагнитных координат (сплошные линии) и параметра L (пунктирные линии — см. разд. 6.4) [84].



Р и с. 2.26. Расположение главного и малых радиальных диполей в ядре Земли, соответствующее наблюдаемому распределению магнитного поля на ее поверхности.

2.2.11. НЕДИПОЛЬНАЯ ЧАСТЬ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

В разложении геомагнитного поля в ряд по сферическим гармоникам высшие члены описывают поле, которое условно может быть названо недипольным с потенциалом ($V - V_1$). Макниш [100] показал, что недипольное поле может быть хорошо аппроксимировано полем 14 небольших радиальных диполей, распределенных соответствующим образом на глубине в половину земного радиуса — чуть ниже границы ядро — мантия. Схематически такое распределение малых диполей показано на рис. 2.26. Вестин и другие [113] составили карты распределения электрических токов на сферических оболочках различных радиусов. Каждая из таких токовых систем могла бы создать на поверхности Земли наблюдаемую недипольную часть магнитного поля. Дипольные аппроксимации, выполненные другими авторами и также достаточно хорошо описывающие недипольное поле, требуют другого количества диполей, например 9, на расстоянии от центра Земли $r/a = 0,28$, т. е. глубоко в ядре, а не вблизи его верхней границы [75].

2.3. ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Ряды последовательных среднегодовых значений магнитного поля, измеренных в одних и тех же точках, показывают, что геомагнитное поле медленно изменяется в одном направлении достаточно долго, причем не обязательно с постоянной скоростью. Скорость изменений поля также обычно изменяется во времени. Такие изменения получили название вековых вариаций геомагнитного поля.

2.3.1. НЕДИПОЛЬНАЯ ЧАСТЬ

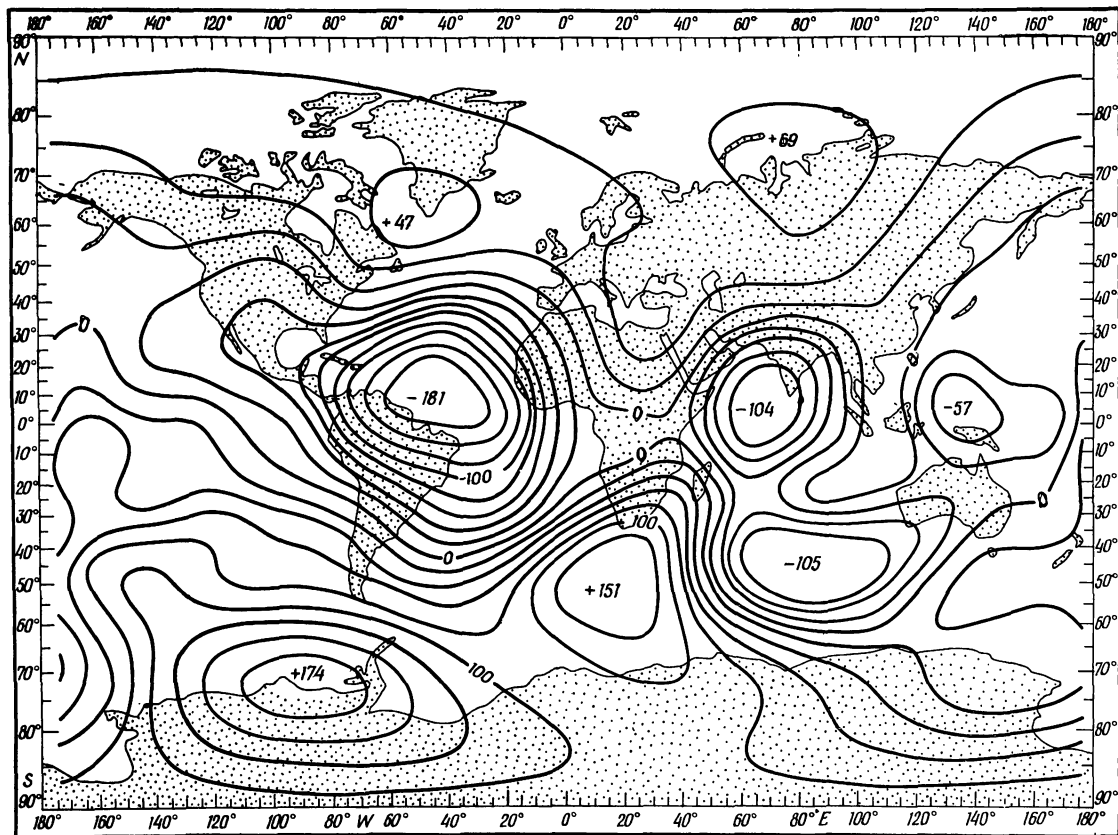
Вековые вариации главного поля часто представляют в виде карт, на которых проводят линии одинаковых изменений одной из компонент поля: B , H , D или Z ($\gamma/\text{год}$). Такие линии называют изопорами. На рис. 2.27 в качестве примера представлена карта изопор \dot{Z} ($= dZ/dt$). На этой карте четко выделяются многочисленные фокусы, положительные или отрицательные, в которых наблюдаются экстремальные значения векового хода. Сравнение ряда карт, построенных для разных эпох, показывает, что величина векового хода в фокусах, их местоположение и контуры изопор меняются во времени.

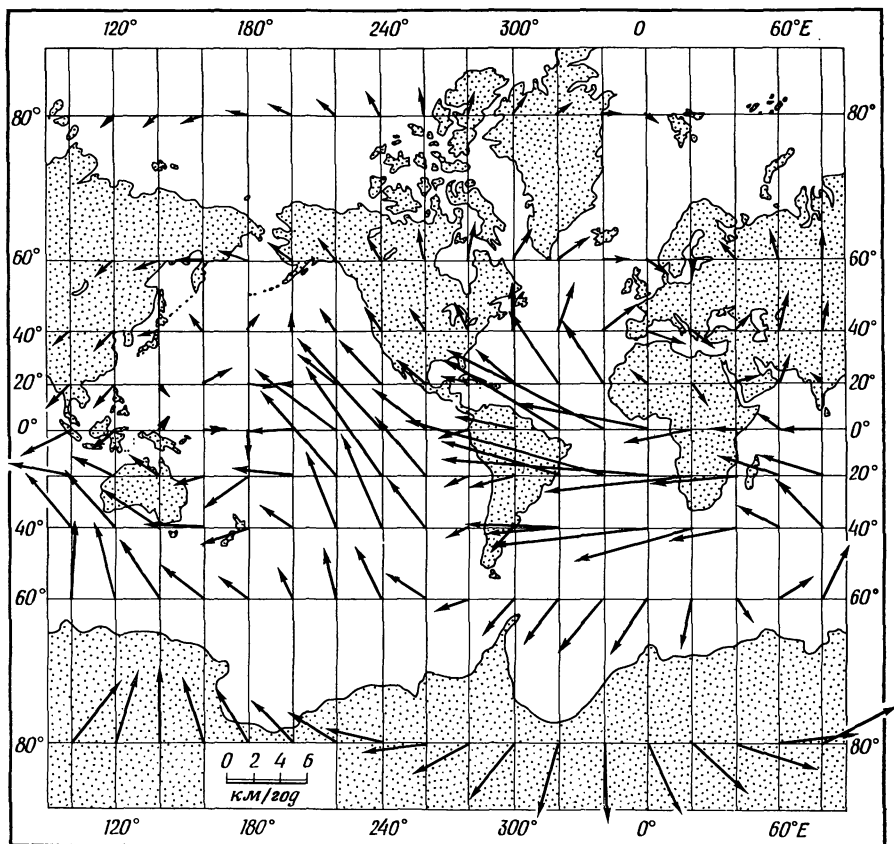
Буллард [128—129] подробно анализировал большие вековые вариации в Южной Африке и пришел к выводу, что их можно объяснить вращательным движением горизонтально намагниченного цилиндра диаметром в несколько сотен километров, расположенного в Земле вблизи поверхности ядра. Однако для такого объяснения требуется, чтобы величина магнитного поля цилиндра была во много раз больше, чем поле главного диполя. Это привело Булларда к выводу, что в ядре имеется мощное горизонтальное магнитное поле порядка нескольких сотен гаусс (разд. 2.4). Усиление и затухание полей малых диполей, которые, в его представлении, были связаны с фокусами векового хода, могли быть обусловлены 1) изменениями радиусов вихревых токовых систем, 2) изменениями их угловой скорости или 3) погружением и всплыванием вихрей.

2.3.2. ЗАПАДНЫЙ ДРЕЙФ НЕДИПОЛЬНОГО ПОЛЯ

Кроме усиления и распада, фокусы медленно дрейфуют к западу со скоростью около 0° , 2 в год. Таким образом, комбинация усиления и распада малых диполей вместе с их медленным западным дрейфом объясняет вековые вариации недипольного поля. Западный дрейф может быть интерпретирован как результат различия в скорости суточного вращения мантии и ядра Земли. Ядро вращается медленнее мантии, что в результате и приводит к относительному западному движению поля, производимого ядром.

Р и с. 2.27. Вековой ход вертикальной составляющей геомагнитного поля Z в $\gamma/\text{год}$ для эпохи 1965,0 [136].





Р и с. 2.28. Распределение движения жидкого вещества ядра близ его поверхности относительно мантии для эпохи 1960 г. Общий западный дрейф хорошо виден в низких широтах [163].

Предполагая, что наблюдаемые изменения поля \mathbf{V} , т. е. $\partial \mathbf{V} / \partial t$, генерируются движением жидкого вещества ядра со скоростью \mathbf{v} , согласно уравнению

$$\partial \mathbf{V} / \partial t = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{V}),$$

Кале, Бол и Вестин [163] рассчитали распределение \mathbf{v} и показали, что западный дрейф не постоянен по широте (рис. 2.28). Кроме того, скорость имеет также северо-южную компоненту. Развитие работ в этом направлении рассмотрено в [126].

Хайд и Мейлин [160] указали, что имеется значительная корреляция между коэффициентами сферического гармонического ряда для геомагнитного (разд. 2.2.3) и гравитационного (разд. 2.1.1)

потенциалов Земли. Они предположили, что причиной западного дрейфа скорее являются свободные гидромагнитные колебания в жидком ядре Земли, чем относительное движение мантия—ядро.

2.4. ДИНАМО-МЕХАНИЗМ В ЯДРЕ

2.4.1. САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕЕСЯ ДИНАМО

Представление о жидком состоянии вещества в ядре Земли привело Эльзассера, Булларда и других исследователей к заключению, что земное магнитное поле может генерироваться при помощи механизма, сходного по принципу с механизмом динамо. Буллард предложил очень элегантную иллюстрацию этой концепции, так называемое «дисковое динамо». Рассмотрим металлический диск, который вращается вокруг своей оси по часовой стрелке (рис. 2.29). Параллельно оси вращения приложено малое внешнее магнитное поле B . Металлическая проволока соединяет ось диска с какой-либо точкой на его краю при помощи скользящих контактов. В диске генерируется электродвижущая сила динамо, направленная по радиусу от его центра. ЭДС производит электрический ток в проволоке. Если из проволоки сформировано кольцо, как это показано на рис. 2.29, ток в этом кольце в свою очередь генерирует магнитное поле того же направления, что и приложенное извне [161].

Уравнение для тока j в дисковом динамо записывается следующим образом:

$$L \frac{dj}{dt} + Rj = V,$$

где V — разность потенциалов между скользящими контактами, L — коэффициент самоиндукции, R — электрическое сопротивление цепи. Если динамо самоподдерживающееся, то V не будет постоянным, оно пропорционально j . Если взаимная индукция между кольцом и периферией диска есть $2\pi M$, предыдущее уравнение записывается в виде

$$L \frac{dj}{dt} + Rj = M \Omega j,$$

где Ω — угловая скорость диска.

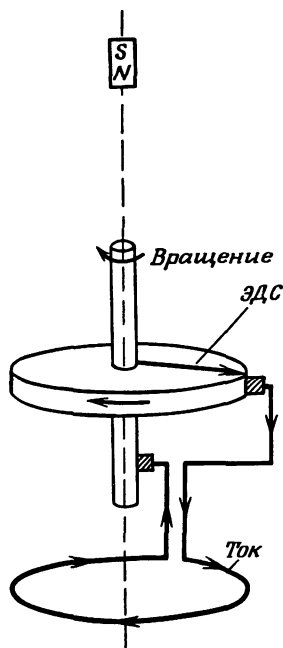
Буллард показал, что динамо может осциллировать с небольшими амплитудами относительно устойчивого состояния без инверсии направления поля, если, конечно, отсутствуют значительные электрические нагрузки, параллельные кольцу, или трение на оси,

диска. Хотя такое дисковое динамо может быть далеко от реальных процессов в ядре, оно, согласно Булларду, может моделировать взаимодействие между собственным дипольным полем и конвективными движениями в ядре, связанными с джоулевой диссипацией энергии. Другими словами, часть кинетической энергии движения жидкого вещества ядра переходит в энергию магнитного поля.

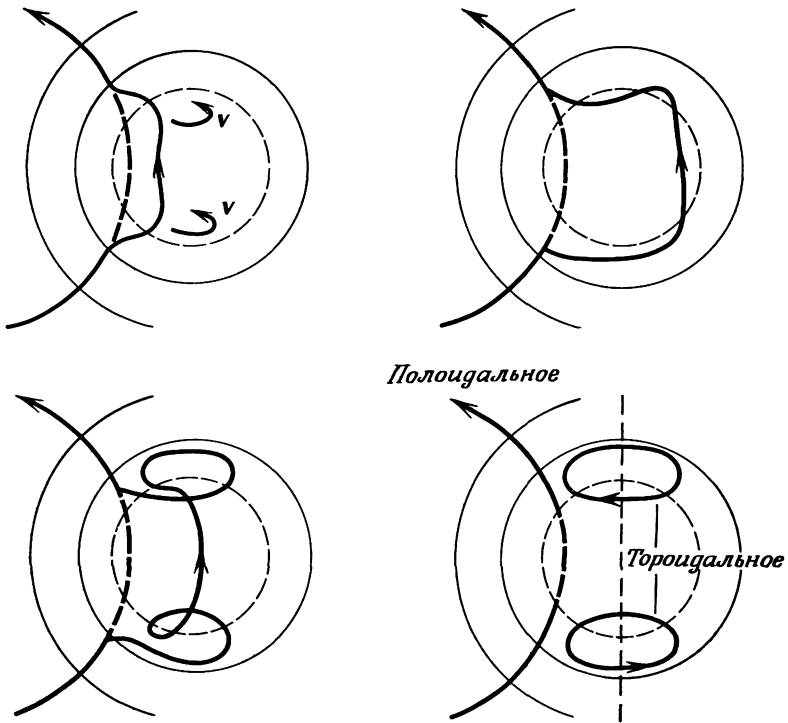
Были постулированы два основных типа движений в жидком ядре [133, 150, 153]. Первый тип — конвективные движения со скоростями порядка $0,01—0,05 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Источником энергии этих движений может быть тепло, образующееся в результате распада радиоактивных материалов, рассеянных в ядре; хотя, конечно, это положение в настоящее время не может быть проверено. Второй тип движений — дифференциальное вращение ядра. Предполагается, что оно вращается не как жесткое тело.

Взаимодействие между существующим дипольным полем (S -полем) и дифференциальным вращением (T_1 -движением) производит тороидальное поле (T_2 -поле), как это показано на рис. 2.30. Этот процесс идентичен генерации тороидального магнитного поля Солнца в результате дифференциальных движений его оболочек.

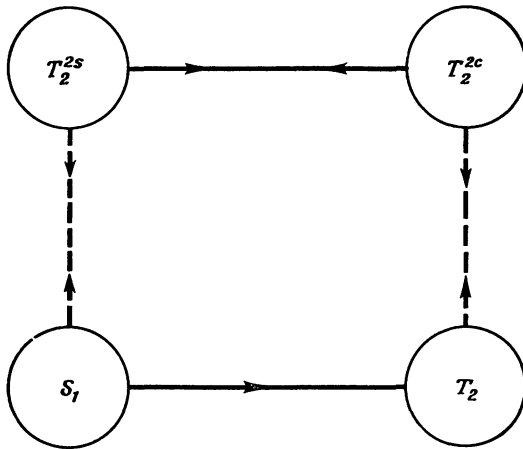
Буллард оценил напряженность тороидального поля (около 400 Гс); это поле заключено в ядре и не может наблюдаться на поверхности Земли. Взаимодействие между тороидальным магнитным полем T_2 и конвективными движениями, о которых говорилось выше (S_2^{2c} -движения), производит конвективные электрические токи (S_2^{2c} -токи) и магнитное поле T_2^{2c} (рис. 2.31). Взаимодействие между полем T_2^{2c} и движением T_1 производит T_2^{2s} -поле, и, наконец, взаимодействие между T_2^{2s} -полем и S_2^{2s} -движениями создает электрическую токовую систему T_1 . Именно эта система производит дипольное магнитное поле того же знака, что и первоначальное. Таким образом, первоначальное дипольное поле самоподдерживается или усиливается. Если случайные возмущения, или «вихри», накладываются на такие движения, их взаимодействие с полями S и T приводит к возникновению недипольного поля — особенностей поля, описываемых гармониками высших порядков.



Р и с. 2.29. Схема дискового динамо [161].



Р и с. 2.30. Схема, показывающая, как неравномерное вращение оболочек Земли может привести к генерации тороидального поля из полоидального (дипольного) [152].



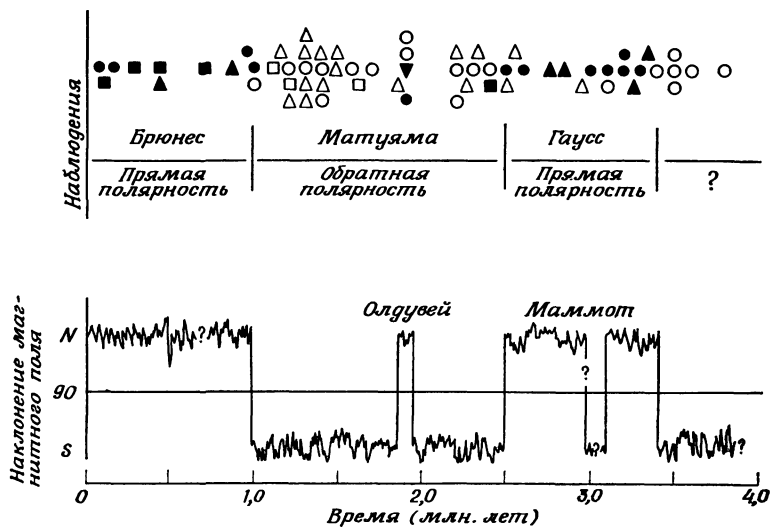
Р и с. 2.31. Блок-схема взаимодействия магнитных полей и движений жидкости в самоподдерживающемся динамо [133].
 ————— взаимодействие из-за T_1 -движений, — — — взаимодействие из-за S_2^{2c} -движений.

Однако в настоящее время окончательно не установлено, функционирует ли именно этот частный механизм динамо, а если он и существует, как он связан с процессами в ядре. В настоящее время предложено несколько различных механизмов генерации поля [169].

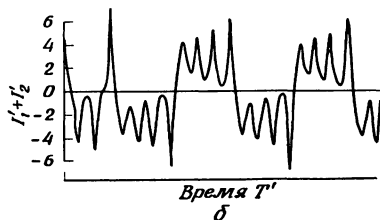
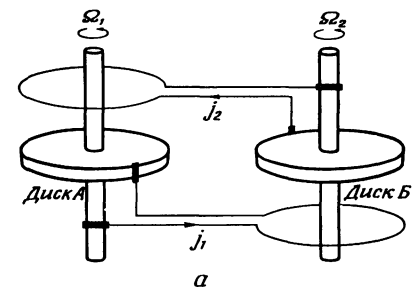
2.4.2. НЕСТАЦИОНАРНОЕ ДИНАМО

Лавовые потоки при охлаждении приобретают намагниченность, которая зависит от направления и величины магнитного поля в момент остывания. Осадочные породы также имеют остаточную намагниченность, поскольку при осаждении мельчайшие частицы намагниченных минералов имеют тенденцию укладываться в направлении магнитного поля. Такие «окаменелые» магнитные поля широко используются для изучения эволюции магнитного поля Земли в доисторическое время. Было обнаружено, что горные породы, образовавшиеся в некоторые геологические периоды, имеют намагниченность, обратную современному направлению геомагнитного поля. Образцы, отобранные для одного и того же геологического времени в самых разных местах на поверхности Земли, показывают полностью согласованные направления поля прямой или обратной полярности (рис. 2.32). В частности, магнитные съемки поперек срединно-атлантического рифта показали чередование положительных и отрицательных полосовых аномалий поля, которые соответствуют изменению направления намагниченности. Полосы вытянуты параллельно рифту, и распределение их к западу и востоку от рифта обнаруживает явные признаки осевой симметрии [67, 203].

Как описано в разд. 2.1.4, молодые базальты вытесняются из рифта в обе стороны. Когда базальты достигают дна океана, они охлаждаются и намагничиваются, «записывая» направление намагниченности существующего в этот момент поля. Таким образом, магнитная съемка поперек рифта является как бы палеомагнитной съемкой, которая позволяет изучать историю изменений полярности геомагнитного поля. По расстоянию некоторой аномалии от рифта можно определить ее возраст, если использовать скорость раздвижения океанического дна. Кокс [140] показал, что в течение последних 10 млн. лет инверсии изменения полярности геомагнитного поля происходили довольно часто. Продолжительность некоторых коротких периодов одного направления поля (эпизодов) может быть меньше 50 тыс. лет. Таким образом, динамо-система в ядре осциллирует и одновременно может менять направление поля, т. е. ее поведение существенно отлично от дискового динамо Булларда. Поэтому Рикитак [192] предложил механизм, состоящий из двух взаимодействующих между собой дисковых динамо (рис. 2.33). Он исследовал стабильность такой системы и показал,



Р и с. 2.32. Направление намагниченности 64 образцов вулканических горных пород, чей возраст определен калий-аргоновым методом. \circ — северная Америка, ∇ — Африка, \square — Европа, \triangle — Гавайи. Черным отмечена прямая намагниченность и белым — обратная [142].



Р и с. 2.33. *а* — схема двойного дискового динамо. *б* — характерное изменение величины тока в системе двойного дискового динамо. Амплитуда колебаний сильно увеличивается перед переменной направления тока [177].

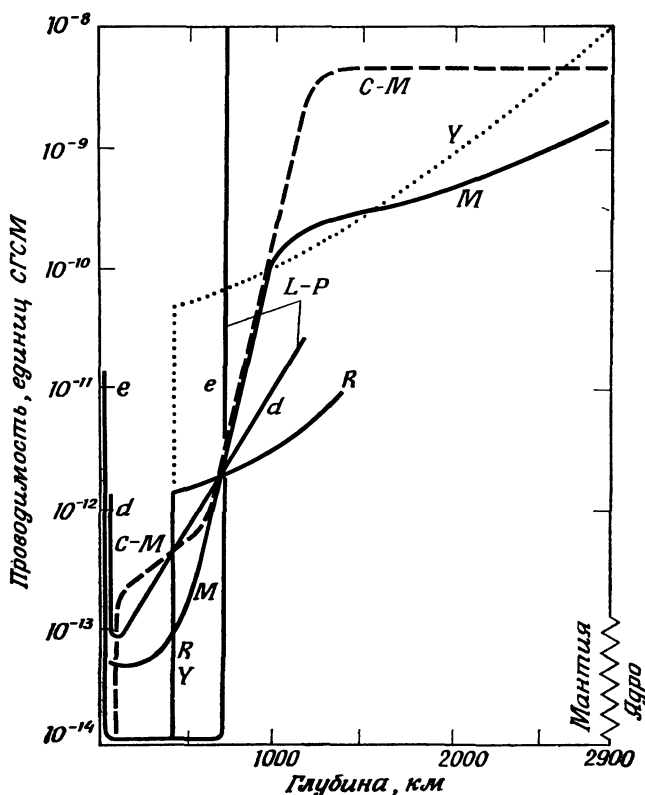
что она приводит к инверсии электрических токов и магнитных полей. Результаты численного решения для такой системы представлены на рис. 2.33, б [122, 177]. Современному состоянию теории земного динамо посвящены расчеты [131, 140].

2.5. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЗЕМЛИ

Такие минералы, как оливин, который, как полагают, является одной из главных компонент вещества мантии, при температурах, характерных для мантии, имеют электропроводность полупроводникового типа. При температурах ниже 600°C электропроводность полупроводников сильно зависит от содержания примесей. В интервале температур от 600 до 1100°C полупроводникам присуща так называемая собственная проводимость, а при температурах выше 1200°C начинает действовать ионный механизм электропроводности [120, 130]. Лабораторные исследования показали, что электропроводность оливина при температуре около 600°C резко увеличивается, что связано с перестройкой кристаллической решетки оливинового типа в более плотную шпинельную [121].

Электропроводность ядра неизвестна (электропроводность железоникелевых сплавов при очень высоких давлениях пока никем не измерялась). Экстраполируя результаты лабораторных экспериментов при более низких давлениях, получают величины порядка $3 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ [128]. Такая электропроводность удовлетворяет требованиям, предъявляемым динамотеорией, при условии, что скорости движений в ядре имеют порядок $0,1$ см/с.

Для изучения электропроводности Земли широко используется также явление электромагнитной индукции в ее недрах. Как показано в разд. 4.4.2, суточные вариации ветров в верхней атмосфере приводят к образованию планетарной системы электрических токов на высоте около 100 км. Она называется S_q -токовой системой. Ее ориентация остается приблизительно постоянно относительно Солнца, а Земля совершает под S_q -токовой системой один оборот за сутки. В гл. 8 будет показано, что сложные токовые системы располагаются над поверхностью Земли, когда интенсивный поток солнечной плазмы обтекает земное магнитное поле. Земля реагирует на эти изменяющиеся во времени магнитные поля как электропроводящая сфера, в которой генерируются индукционные токи. На земной поверхности мы регистрируем изменения магнитного поля, связанные с внешними и индуцированными внутренними токами. Если токовые системы внешних источников расположены достаточно высоко над поверхностью Земли и нет никаких электрических токов сквозь эту поверхность, то методы теории потенциала позволяют получить отдельно потенциалы внешних и внутренних источников, а затем использовать индуцированные в Земле токи для определения ее электропроводности.



Р и с. 2.34. Распределение электропроводности в Земле по расчетам различных авторов [188].

Чепмен и Прайс [138] разработали на этой основе метод использования периодических и аperiodических вариаций для определения параметров одной из моделей распределения электропроводности в Земле. Эта модель состоит из внутренней сферы радиуса qa с однородной проводимостью σ , окруженной сферической непроводящей оболочкой, внешний радиус которой равен a . Они нашли, что при $q = 0,96$ и $\sigma = 3,6 \cdot 10^{-13}$ ед. СГСМ можно хорошо объяснить наблюдаемое соотношение внешней и внутренней частей S_q -вариаций. Однако эти значения параметров модели не годились для объяснения соотношения внутренних и внешних полей для вариаций поля во время геомагнитных бурь. Дело в том, что индукционные явления сильно зависят от скорости изменения поля во времени. Глубины «скин-слоя», т. е. глубины проникновения электромагнитного поля в проводник, различны для разных частот

или периодов. В табл. 2.6 приведены толщины скин-слоя для различных значений электропроводности.

Таблица 2.6

Толщина скин-слоя в км для разных значений электропроводности [130]

Электропроводность		Период, с					
ед. СГСМ	1/Ом·см	0,1	10	10 ³	10 ⁵	10 ⁷	10 ⁹
10 ⁻¹⁵	10 ⁻⁸	16	160	1600			
10 ⁻¹⁴	10 ⁻⁵	5,0	50	500	5000		
10 ⁻¹³	10 ⁻⁴	1,6	16	160	1600		
10 ⁻¹²	10 ⁻³	0,50	5,0	50	500	5000	
10 ⁻¹¹	10 ⁻²	0,16	1,6	16	160	1600	
10 ⁻¹⁰	10 ⁻¹	0,050	0,50	5,0	50	500	5000
10 ⁻⁹	1	0,016	0,16	1,6	16	160	1600

Позже индукционной проблеме было посвящено много исследований. На рис. 2.34 показаны распределения электропроводности в земных недрах, полученные разными авторами [188]. Там же приведены значения проводимости, полученные при исследовании эффекта затухания вековых вариаций геомагнитного поля при прохождении через электропроводящую мантию [173]. В разд. 2.3 мы отметили, что причиной вековых вариаций могут быть вихревые движения в ядре. Изменения электромагнитного поля в ядре могут, в общем случае, индуцировать токи в мантии. Величина индуцированных токов будет различна для различных пространственных гармоник и вековых вариаций электромагнитного поля, распространяющихся в мантии. Поэтому разные гармоники поля при прохождении сквозь мантию будут затухать по-разному. Таким образом, предполагая некоторые распределения гармоник поля на поверхности ядра и сравнивая их с наблюдаемыми на поверхности Земли, можно оценить распределение электропроводности в мантии. Из более поздних работ следует упомянуть работу Бенкса [125], который сравнивал наблюдаемое соотношение внутренних и внешних полей для вариаций разных частот с расчетными соотношениями для различных моделей распределения электропроводности. Он нашел, что на глубине около 400 км электропроводность резко увеличивается на два порядка величины.

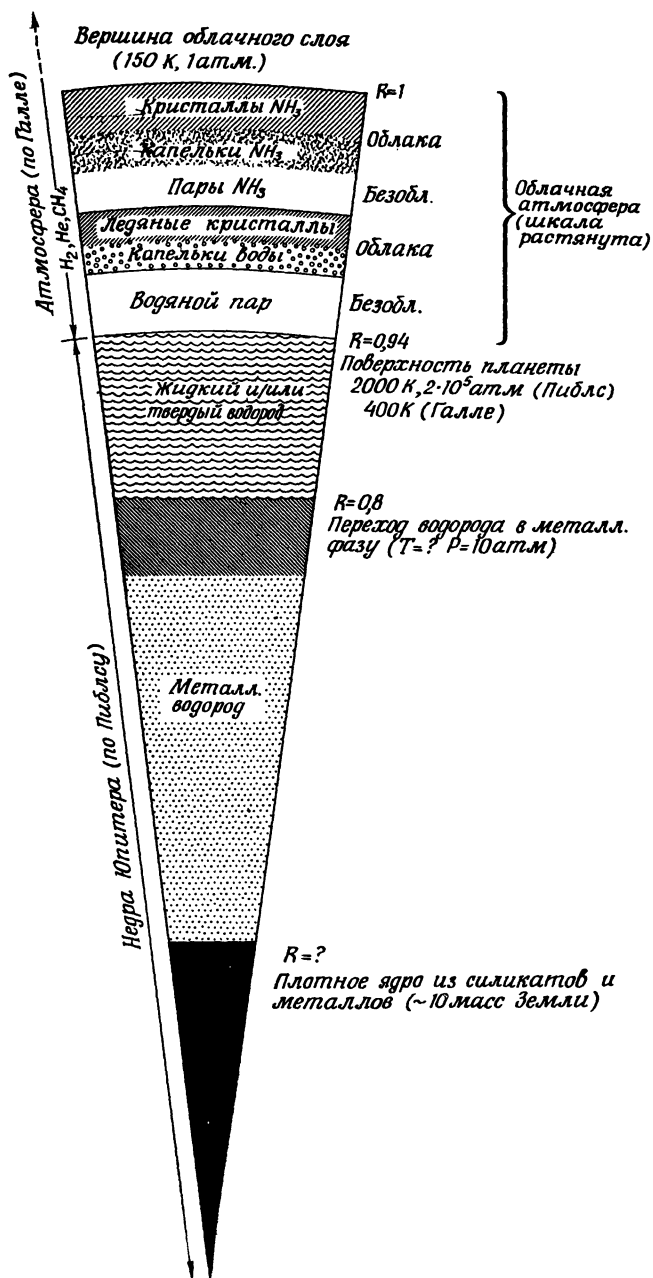
2.6. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ПЛАНЕТ

Ранее предполагали, что внутреннее строение Венеры и Марса подобно строению Земли [134, 162]. Однако у обеих планет магнитное поле (если оно вообще есть) во много раз слабее земного *). Таким образом, если в ядрах этих планет и функционирует динамомеханизм, он должен быть значительно слабее, чем в ядре Земли. Позднее при анализе телевизионных изображений поверхности Марса, полученных при помощи космических аппаратов «Маринер»-4, 6 и 7, было установлено, что она во многом подобна поверхности Луны. На этих изображениях почти нет черт, присущих тектоническим процессам, характерным для Земли. Это свидетельствует о том, что на развитие коры Марса малое влияние оказали такие внутренние силы, как конвекция в мантии или горообразовательные процессы [168].

Внешние планеты, такие, как Юпитер и Сатурн, имеют, как известно, внутреннее строение совсем другого типа, чем земная группа планет. Согласно общепринятому представлению, Юпитер в замороженном состоянии сохраняет протосолнечное вещество. Водород в жидком или твердом состоянии составляет по этому представлению основную часть его массы. На основе наблюдений сжатия планеты и других параметров (разд. 2.1.1) и из известного состояния водорода при очень высоких давлениях можно представить внутреннее строение Юпитера в зависимости от его радиуса (рис. 2.35).

Юпитер, кроме того, известен как источник радиоизлучения в широком диапазоне частот. На основе изучения динамического спектра (разд. 7.2.4) в диапазоне декаметровых волн Варвик [205] заключил, что эти волны являются черенковским излучением, которое генерируется в ионосфере Юпитера вблизи гирочастоты энергичными электронами, движущимися из радиационных поясов вдоль магнитных силовых линий. Радиоволны затем отражаются от ионосферы или поверхности Юпитера, так что на Земле это излучение можно наблюдать только при благоприятной ориентации магнитного поля и поверхности Юпитера относительно Земли. Этот вывод вместе с динамическим спектром радиоизлучения послужил основой для расчета возможных величин и конфигурации магнитного поля Юпитера. Результаты расчетов, проделанных Варвиком, свидетельствуют о том, что магнитное поле Юпитера близко к полю эксцентричного диполя с магнитным моментом $4 \cdot 10^{30} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$.

* Согласно исследованиям Ш. Ш. Долгинова, Е. Г. Ерошенко, Л. Н. Жугова (Космические исследования, 6, 568, 1968), у Венеры если и есть магнитное поле, то оно не более 1/400 земного, а на Марсе те же авторы (ДАН СССР, 207, 1296, 1972) обнаружили планетарное магнитное поле в 450 раз слабее земного. — *Прим. ред.*



Р и с. 2.35. Строение внутренних оболочек и атмосферы Юпитера

ЛИТЕРАТУРА

2.1. Учебные руководства

1. *Bullen K. E.*, Introduction to the theory of seismology, 3rd ed., Cambridge Univ. Press., 1963. (Русский перевод: *К. Е. Буллен*, Введение в теоретическую сейсмологию, изд-во «Мир», М., 1966.)
2. *Gutenberg B.* (ed.), Internal constitution of the earth, 2nd ed. Dover, New York, 1951. (Русский перевод: *Гуттенберг Б.*, Физика земных недр, ИЛ, М., 1963.)
3. *Holmes A.*, Principles of physical geology, 2nd ed. Ronald, London and Edinburgh, 1965. (Русский перевод 1-го изд.: *А. Холмс*, Основы физической геологии, ИЛ, М., 1949.)
4. *Jeffreys H.*, The earth, its origin, history and physical constitution, 5th ed., Cambridge Univ. Press, 1970. (Русский перевод 5-го изд.: *Г. Джеффрис*, Земля, ее происхождение, история и строение, ИЛ, М., 1960.)
5. *Wegener A.*, The origin of continents and oceans. Dutton, New York, 1924.

Общие работы

6. *Howell B. F., Jr.*, Introduction to geophysics, McGraw-Hill, New York, 1959.
7. *Jacobs J. A., Russell R. D., Wilson J. T.*, Physics and geology, McGraw-Hill, New York, 1959.
8. *Kaula W. M.*, Theory of satellite geodesy, applications of satellites to geodesy. Blaisdell, Waltham, Mass, 1966. (Русский перевод: *Каула У.*, Спутниковая геодезия, изд-во «Мир», М., 1970.)
9. *Kuiper G. P.* (ed.), The solar system. Vol. 2. The earth as a planet, Chicago Univ. Press, 1954.
10. *Runcorn S. K.*, The magnetism of the earth's body Handbuch der Physik, ed. S. Flügge, Vol. XLVII, Geophys. 1, Springer-Verlag, 1956, S. 498—533.
11. *Runcorn S. K.*, (ed.), Continental drift, Academic Press, New York, 1962. (Русский перевод: Дрейф континентов, под ред. С. Ранкорна, изд-во «Мир», М., 1966.)
12. *Runcorn S. K.* (ed.), Mantles of the earth and terrestrial planets, Interscience, New York and London, 1967.
13. *Stacey F. D.*, Physics of the earth, Willey. New York, 1969. (Русский перевод: *Стейси Ф.*, Физика Земли, изд-во «Мир», М., 1972.)
14. *Takeuchi H., Uyeda S., Kanamori H.*, Debate about the earth: Approach to geophysics through analysis of continental drift. Freeman. Cooper and Co., San Francisco, 1967.
15. *Wood J. A.*, Meteorites and the origin of planets, McGraw-Hill, New York, 1968. (Русский перевод: *Вуд Дж.*, Метеориты и происхождение солнечной системы, изд-во «Мир», М., 1971.)

Статьи

16. *Arnold K.*, The use of satellites for geodetic studies. Space Sci. Rev., 7, 4—68 (1967).
17. *Birch F.*, Density and composition of mantle and core. J. Geophys. Res., 69, 4377—4388 (1964).
18. *Bullard E. C.*, The interior of the earth. The solar system, Vol. 2, The earth as a planet, ed. G. P. Kuiper, Chicago Univ. Press, 1954, pp. 57—137.
19. *Bullard E. C., Everett J. E., Smith A. G.*, The fit of the continents around the Atlantic. Phil. Trans. Roy. Soc., A258, 41—51 (1965).

20. Bullen K. E., The variation of density and the ellipticities of strata of equal density within the earth, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl.* **3**, 395—401 (1936).
21. Bullen K. E., The problem of the earth's density variation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **30**, 235—250 (1940).
22. Bullen K. E., The density variation of the earth's central core, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **32**, 19—29 (1942).
23. Bullen K. E., Seismic wave transmission, *Handbuch der Physik*, ed. S. Flügge, Vol. XLVII, Geophysik 1, Springer-Verlag, 1956, S. 75—118.
24. Bullen K. E., Seismology and the broad structure of the earth's interior. Physics and chemistry of the earth, eds. L. H. Ahrens, K. Rankama and S. K. Runcorn, Vol. 1, Pergamon Press, Oxford, 1961, pp. 68—93.
25. Bullen K. E., Haddon R. A., Earth models based on compressibility theory, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **1**, 1—13 (1967).
26. Bullen K. E., Haddon R. A., Evidence from seismology and related sources on the earth's present internal structure, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **2**, 342—349 (1970).
27. Clark S. P., Jr., Ringwood A. E., Density distribution and constitution of the mantle, *Rev. Geophys.*, **2**, 35—88 (1964).
28. Cook A. H., The contribution of observations of satellites to the determination of the earth's gravitational potential, *Space Sci. Rev.*, **2**, 355—437 (1963).
29. Cook A. H., Gravitational considerations. The earth's mantle, ed. T. F. Gaskell, Academic Press, London, 1967, p. 63—87.
30. Cook A. H., Gaskell T. F., (ed.), The earth today, a collection of papers dedicated to Sir Harold Jeffreys by some of his students and colleagues on the occasion of his 70th birthday. Royal Astronomical Society, Burlington-House, London, 1961.
31. Dietz R. S., Continent and ocean basin evolution by spreading of the sea floor. *Nature*, Lond. **190**, 854—857 (1961).
32. Fisher R. L., Hess H. H., Trenches. The sea: ideas and observations on progress in the study of the seas, Vol. 3, The earth beneath the sea: history ed. M. N. Hill, Interscience, New York, 1963, pp. 411—436.
33. Girdler R. W., The formation of new oceanic crust. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A258**, 123—136 (1965).
34. Green D. H., Ringwood A. E., Mineral assemblages in a model mantle composition, *J. Geophys. Res.*, **68**, 937—945 (1963).
35. Guier W. H., Newton R. R., The earth's gravity field as deduced from the Doppler tracking of five satellites, *J. Geophys. Res.*, **70**, 4613—4626 (1965).
36. Hanks T. C., Anderson D. L., The early thermal history of the earth. *Phys. Earth Planet. Interiors* **2**, 19—29 (1969).
37. Hirtzler J. R., Le Pichon X., Crustal structure of the mid-ocean ridges, 3. Magnetic anomalies over the mid-Atlantic ridge, *J. Geophys. Res.*, **70**, 4013—4033 (1965).
38. Hess H. H., History of ocean basins, *Petrologic Studies A. Volume to Honour A. F. Buddington*, eds. A. E. J. Engle, H. L. James, and B. L. Leonard, Geological Society of America, New York, 1962, pp. 599—620.
39. Isacks B., Oliver J., Sykes L. R., Seismology and the new global tectonics, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5855—5899 (1968).
40. Jacobs J. A., The origin of the earth's core, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **2**, 303—310 (1970).
41. Jones H. S., Dimensions and rotation. The solar system, Vol. 2, The earth as a planet, ed. G. P. Kuiper, Univ. of Chicago Press, 1954, pp. 1—41.
42. Kaula W. M., Determination of the earth's gravitational field, *Rev. Geophys.*, **1**, 507—551 (1963).
43. Kaula W. M., Geophysical implications of satellite determinations of the earth's gravitational field, *Space Sci. Rev.*, **7**, 769—794 (1967).

44. Khan M. A., General solution of the problem of hydrostatic equilibrium of the earth, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **18**, 177—188 (1969).
45. King-Hele D. G., The earth's gravitational potential deduced from the orbits of artificial satellites. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **4**, 3—16 (1961).
46. Knopoff L., Models of continental drift, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **2**, 386—392 (1970).
47. Kovalevsky J., Bartier F., Géodésie terrestre et géodésie par satellites, *Space Sci. Rev.*, **7**, 69—134 (1967).
48. Kozai Y., The earth gravitational potential derived from satellite motion. *Space Sci. Rev.* **5**, 818—879 (1966).
49. Le Pichon X., Sea-floor spreading and continental drift, *J. Geophys. Res.*, **73**, 3661—3697 (1968).
50. MacDonald G. J. F., Chondrites and the chemical composition of the earth, *Researches in geochemistry*, ed. P. H. Adelson. Wiley, New York, 1959, pp. 476—494.
51. MacDonald G. J. F., Calculations on the thermal history of the earth, *J. Geophys. Res.*, **64**, 1967—2000 (1959).
52. MacDonald G. J. F., The deep structure of continents. *Rev. Geophys.*, **1**, 587—665 (1963).
53. Morgan W. J., Rises, trenches, great faults, and crustal blocks, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1959—1982 (1968).
54. Oliver J., Structure and evolution of the mobile seismic belts, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **2**, 350—362 (1970).
55. Oxburgh E. R., Volcanism and mantle convection. Contribution to a discussion, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A258**, 142—144 (1965).
56. Oxburgh E. R., Turcotte D. L., Mid-ocean ridges and geotherm distribution during mantle convection, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2643—2661 (1968).
57. Pakiser L. C., Zietz I., Transcontinental crustal and upper-mantle structure. *Rev. Geophys.*, **3**, 505—520 (1965).
58. Press F., Earth models consistent with geophysical data, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **3**, 3—22 (1970).
59. Ringwood A. E., The chemical composition and origin of the earth. *Advances in earth science* ed. P. M. Hurley, M. I. T. Press, Cambridge, Mass., 1966, pp. 287—356.
60. Ringwood A. E., Genesis of chondritic meteorites, *Rev. Geophys.*, **4** (2), 113—175 (1966).
61. Ringwood A. E., Phase transformations in the mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **5**, 401—412 (1969).
62. Ringwood A. E., Phase transformations and the constitution of the mantle. *Phys. Earth Planet. Interiors*, **3**, 109—155 (1970).
63. Runcorn S. K., Flow in the mantle inferred from the low degree harmonics of the geopotential, *Geophys. J. Res. Astr. Soc.*, **14**, 375—384 (1967).
64. Stauder W., Tensional character of earthquake foci beneath the Aleutian trench with relation to seafloor spreading, *J. Geophys. Res.*, **73**, 7693—7701 (1968).
65. Urey H. C., A review of atomic abundances in chondrites and the origin of meteorites, *Rev. Geophys.*, **2**, 1—34 (1964).
66. Vacquier V., Raff A. D., Warren R. E., Horizontal displacements in the floor of the northeastern, Pacific Ocean, *Bull. Geol. Soc. Am.*, **72**, 1251—1258 (1961).
67. Vacquier V., Von Herzen R. P., Evidence for connection between heat flow and the mid Atlantic ridge magnetic anomaly, *J. Geophys. Res.*, **69**, 1093—1101 (1964).
68. Vine F. J., Spreading of the ocean floor: new evidence. *Science*, N. Y. **154**, 1405—1415 (1966).
69. Vine F. J., Matthews D. H., Magnetic anomalies over oceanic ridges, *Nature*, Lond., **199**, 947—949 (1963).

70. *Wilson J. T.*, The development and structure of the crust, The solar system, Vol. 2, The earth as a planet, ed. G. P. Kuiper, Univ. of Chicago Press, 1954, pp. 138—214.

2.2. Учебные руководства

71. *Chapman S., Bartels J.*, Geomagnetism, I and II, Oxford Univ. Press, Oxford, 1940.

Общие работы

72. *Matsushita S., Campbell W. H.* (ed.), Physics of geomagnetic phenomena, I and II, Academic Press, New York, 1967.

Статьи

73. *Адам Н. В., Осипов Н. К., Тюрмина Л. О., Шляхтина А. П.*, Сферический гармонический анализ мировых магнитных карт эпохи 1960 г., Геом. Аэрономия, **4**, № 6, 1130 (1964).
74. *Афанасьева В. И.*, Сферический гармонический анализ геомагнитного поля эпохи 1945 года, Изв. АН СССР, сер. геоф., XI, № 1, 55—60 (1947).
75. *Allredge L. R., Hurwitz L.*, Radial dipoles as the sources of the earth's main magnetic field, J. Geophys. Res., **69**, 2631—2640 (1964).
76. *Allredge L. R., Van Voorhis G. D., Davis T. M.*, A magnetic profile around the world, J. Geophys. Res., **68**, 3679—3692 (1963).
77. *Barish F. D., Wiley R. E.*, World contours of conjugate mirror locations, J. Geophys. Res., **75**, 6342—6346 (1970).
78. *Bartels J.*, The eccentric dipole approximating the earth's magnetic field, Terr. Magn., **41**, 225—250 (1936).
79. *Belousov S. L.*, Tables of normalized associated Legendre polynomials, Pergamon Press, London, 1962.
80. *Bond F. R., Jacka F.*, Distribution of auroras in the southern hemisphere. III. Austral. J. Phys., **16**, 514—519 (1963).
81. *Cain J. C.*, Geomagnetic models from satellite surveys, Rev. Geophys. Space Phys., **9**, 259—273 (1971).
82. *Cain J. C., Cain S. J.*, Derivation of the international geomagnetic reference field IGRF (10/68), Goddard Space Flight Center Report X-612-68-501, 1968.
83. *Cain J. C., Daniels W. E., Hendricks S. J., Jensen D. C.*, An evaluation of the main geomagnetic field, 1940—1962, J. Geophys. Res., **70**, 3647—3674 (1965).
84. *Campbell W. H., Matsushita S.*, World maps of conjugate coordinates and *L* contours, J. Geophys. Res., **72**, 3518—21 (1967).
85. *Cole K. D.*, Eccentric dipole coordinates, Austral. J. Phys., **16**, 423—429 (1963).
86. *Finch H. F., Leaton B. R.*, The earth's main magnetic field — epoch 1955, 0, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl. **7**, 314—317 (1957).
87. *Fougere P. F.*, Spherical harmonic analysis, 1. A new method and its verification, J. Geophys. Res., **68**, 1131—1139 (1963).
88. *Fougere P. F.*, Spherical harmonic analysis, 2. A new model derived from magnetic observatory data for epoch 1960, 0, J. Geophys. Res., **70**, 2173—2179 (1965).
89. *Gustafsson G.*, A revised corrected geomagnetic coordinate system, Ark. Geofys., **5**, 595—617 (1970).
90. *Hakura Y.*, Tables and maps of geomagnetic coordinates corrected by the

- higher order spherical harmonic terms, Rep. Ionosph. Space Res. Japan, **19**, 121—157 (1965).
91. *Hultqvist B.*, Auroral isochasms, Nature, Lond. **183**, 1478—1479 (1959).
 92. *Hultqvist B.*, Circular symmetry in the geomagnetic plane for auroral phenomena, Planet Space Sci., **8**, 142—150 (1961).
 93. *Hultqvist B.*, The geomagnetic field lines in higher approximation, Ark. Geofys., **3**, 63—77 (1962).
 94. *Hurwitz L.*, Eccentric dipoles and spherical harmonic analysis, J. Geophys. Res., **65**, 2555—2556 (1960).
 95. *Hurwitz L.*, *Knapp D. G.*, *Nelson J. H.*, *Watson D. E.*, Mathematical model of the geomagnetic field for 1965, J. Geophys. Res., **71**, 2373—2383 (1966).
 96. *Leaton B. R.*, Improving world magnetic charts, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl., **7**, 318—323 (1957).
 97. *Leaton B. R.*, *Malin S. R. C.*, *Evans M. J.*, An analytical representation of the estimated geomagnetic field and its secular change for the epoch 1965,0. J. Geomagn. Geoelect., Kyoto **17**, 187—194 (1965).
 98. *Lebeau A.*, Sur l'Activité magnétique diurne dans les calottes polaires, Annls Géophys., **21**, 167—218 (1965).
 99. *McDonald K. L.*, *Gunst R. H.*, An analysis of the earth's magnetic field from 1835 to 1965, ESSA Technical Rep. IER—46—IES—1, 1967.
 100. *McNish A. G.*, Physical representations of the geomagnetic field, Trans. Am. Geophys. Un., **21**, 287—291 (1940).
 101. *Malin S. R. C.*, Geomagnetic secular variations and its changes. 1942,5 to 1962,5, Geophys. J. R. Astr. Soc., **17**, 415—441 (1969).
 102. *Mead G. D.*, International geomagnetic reference field 1965,0 in dipole coordinates, J. Geophys. Res., **75**, 4372—4374 (1970).
 103. *Montbriand L. E.*, A simple method for calculating the local time of corrected geomagnetic midnight, J. Geophys. Res., **75**, 5634—5636 (1970).
 104. *Nagata T.*, *Oguti T.*, Magnetic charts for the epoch of 1958,5 corrected for the antarctic region and spherical harmonic coefficients of the revised geomagnetic field, J. Geomagn. Geoelect. Kyoto, **14**, 125—131 (1962).
 105. *Parkinson W. D.*, *Cleary J.*, The eccentric geomagnetic dipole, Geophys. J. R. Astr. Soc., **1**, 346 (1958).
 106. *Schmidt A.*, Mitteilungen über eine neue Berechnung des Erdmagnetischen Potentials, Abhandl. Bayer. Akad. Wiss. München, II. Classe, **19**, 1—66 (1895).
 107. *Schmidt A.*, Der magnetische Mittelpunkt der Erde und seine Bedeutung, Gerlands Beiträge z. Geophysik, **41**, 346—358 (1934).
 108. *Schmidt A.*, Tafeln der normierten Kugelfunktionen, sowie Formeln zur Entwicklung, Engelhard—Reger, 1935, p. 52.
 109. *Шляхтина А. П.*, *Привалова Л. А.*, *Медведева Т. Е.*, Карта модуля *T* напряженности земного магнитного поля эпохи 1965 г. Геом. и аэронамия, **7**, № 4, 699 (1967).
 110. *Simonov G. V.*, Geomagnetic time, Geophys. J. R. Astr. Soc., **8**, 258—267 (1963).
 111. *Smith P. J.*, The intensity of the ancient geomagnetic field. A review and analysis, Geophys. J. R. Astr. Soc., **12**, 321—362 (1967).
 112. *Smith P. J.*, Ancient geomagnetic field intensities, 1. Historic and archaeological data, sets H1—H9, Geophys. J. R. Astr. Soc., **13**, 417—419 (1967).
 113. *Vestine E. H.*, *Laporte L.*, *Lange I.*, *Cooper C.*, *Hendrix W. C.*, Description of the earth's main magnetic field and its secular change, 1905—1945, Carnegie Inst. Wash. Publ. № 578, Washington, D. C., 1947.
 114. *Vestine E. H.*, *Sibley W. L.*, Lines of force of the geomagnetic field in space. Planet. Space Sci., **1**, 285—290 (1959).
 115. *Winch D. E.*, Eccentric geomagnetic dipole potential. Planet. Space Sci., **16**, 1341—1347 (1968).
 116. *Winch D. E.*, *James R. W.*, Multipole analysis of the international geo-

- magnetic reference field, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **2**, 163—165 (1970).
 117. *Zmuda A. J.* (ed.), *World Magnetic Survey, 1957—1969*, IAGA Bulletin 28, IUGG Pub. Office, Rue Gay—Lussac, Paris (v), 1971.

2.3—2.6. Учебные руководства

118. *Irving E.*, *Paleomagnetism and its application to geological and geophysical problems*, Wiley, New York, 1964.
 119. *Nagata T.*, *Rock-magnetism*, revised ed., Maruzen, Tokyo, 1961. (Русский перевод: *Нагата Т.*, *Магнетизм горных пород*, изд-во «Мир», М., 1965).
 120. *Rikitake T.*, *Electromagnetism and the earth's interior*, Elsevier, Amsterdam, 1966. (Русский перевод: *Рикитаки Т.*, *Электромагнетизм и внутреннее строение Земли*, изд-во «Недра», Л., 1968.)

Статьи

121. *Akimoto S.-I.*, *Fujisawa H.*, Demonstration of the electrical conductivity jump produced by the olivine—spinel transition, *J. Geophys. Res.*, **70**, 443—449 (1965).
 122. *Allan D. W.*, On the behaviour of systems of coupled dynamos, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **58**, 671—693 (1962).
 123. *Anderssen R. S.*, Note on conductivity models for the earth, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6535—6543 (1968).
 124. *Ashour A. A.*, *Price A. T.*, The induction of electric currents in a non-uniform ionosphere. *Proc. Roy. Soc.*, **A195**, 198—224 (1948).
 125. *Banks R. J.*, Geomagnetic variations and the electrical conductivity of the upper mantle, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **17**, 457—487 (1969).
 126. *Booker J. R.*, Geomagnetic data and core motions, *Proc. Roy. Soc.*, **A309**, 27—40 (1969).
 127. *Briden J. C.*, *Smith G. A.*, *Sallomy J. T.*, The geomagnetic field in Permian—Triassic time, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **23**, 101—117 (1971).
 128. *Bullard E. C.*, The secular change in the earth's magnetic field, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, *Geophys. Suppl.*, **5**, 248—257 (1948).
 129. *Bullard E. C.*, The magnetic field within the earth. *Proc. Roy. Soc.*, **A197**, 433—453 (1949).
 130. *Bullard E. C.*, Electromagnetic induction in the earth, *Q. J. R. Astr. Soc.*, **8**, 143—160 (1967).
 131. *Bullard E. C.*, Reversals of the earth's magnetic field, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **263**, 481—524 (1969).
 132. *Bullard E. C.*, *Freedman C.*, *Gellman H.*, *Nixon J.*, The westward drift of the earth's magnetic field, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A243**, 67—92 (1951).
 133. *Bullard E. C.*, *Gellman H.*, Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **A247**, 213—278 (1954).
 134. *Bullen K. E.*, On the constitution of Venus, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **109**, 457—461 (1949).
 135. *Бурлацкая С. П.*, Изменение напряженности геомагнитного поля за последние 8500 лет по мировым археомагнитным данным, *Геом. и аэрономия*, **10**, № 4, 694 (1970).
 136. *Cain J. C.*, *Hendricks S. J.*, The geomagnetic secular variation 1900—1965, NASA Technical Note TN D-4527, 1968.
 137. *Cantwell T.*, *Madden T. R.*, Preliminary report on crustal magnetotelluric measurements, *J. Geophys. Res.*, **65**, 4202—4205 (1960).
 138. *Chapman S.*, *Price A. T.*, The electric and magnetic state of the interior

- of the earth as inferred from terrestrial magnetic variations, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A229**, 427—460 (1930).
139. *Chapman S., Whitehead T. T.*, The influence of electrically conducting material within the earth on various phenomena of terrestrial magnetism, *Trans. Camb. Phil. Soc.*, **22**, 463—482 (1923).
 140. *Cox A.*, Lengths of geomagnetic polarity intervals. *J. Geophys. Res.*, **73**, 3247—3260 (1968).
 141. *Cox A., Dalrymple G. B.*, Statistical analysis of geomagnetic reversal data and the precision of potassium—argon dating, *J. Geophys. Res.*, **72**, 2603—2614 (1967).
 142. *Cox A., Dalrymple G. B., Doell R. R.*, Reversals of the earth's magnetic field, *Scient. Am.*, **216** (2), 44—54 (1967).
 143. *Cox A., Doell R. R., Dalrymple G. B.*, Reversals of the earth's magnetic field, *Science*, N. Y., **144**, 1537—1543 (1964).
 144. *Creer K. M.*, The dispersion of the geomagnetic field due to secular variations and its determination for remote times from paleomagnetic data, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3461—3476 (1962).
 145. *Creer K. M., Ispir Y.*, An interpretation of the behaviour of the geomagnetic field during polarity transitions, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **2**, 283—293 (1970).
 146. *Currie R. G.*, The geomagnetic spectrum — 40 days to 5,5 years, *J. Geophys. Res.*, **71**, 4579—4598 (1966).
 147. *Currie R. G.*, Geomagnetic spectrum of internal origin and lower mantle conductivity, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2779—2786 (1968).
 148. *Eckhardt D. H.*, Geomagnetic induction in a concentrically stratified earth, *J. Geophys. Res.*, **68**, 6273—6278 (1963).
 149. *Eckhardt D. H., Larner K., Madden T.*, Long-period magnetic fluctuations and mantle electrical conductivity estimates, *J. Geophys. Res.*, **68**, 6279—6286 (1963).
 150. *Elsasser W. M.*, Induction effects in terrestrial magnetism, Part I. Theory, *Phys. Rev.*, **69**, 106—116 (1946).
 151. *Elsasser W. M.*, Induction effects in terrestrial magnetism, II. The secular variation, *Phys. Rev.*, **70**, 202—212 (1946).
 152. *Elsasser W. M.*, Hydromagnetism I. A review, *Am. J. Phys.*, **23**, 590—609 (1955).
 153. *Elsasser W. M.*, Hydromagnetic dynamo theory, *Rev. Mod. Phys.*, **28**, 135—163 (1956).
 154. *Frank F. C., Alldredge L. R.*, A peculiar property of the geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, **73**, 677—682 (1968).
 155. *Hagiwara Y.*, Magnetic lines of force deformed by motion of a conducting fluid (I), *J. Geomagn. Geoelect. Kyoto*, **19**, 229—238 (1967).
 156. *Harrison C. G. A., Somayajulu B. L. K.*, Behaviour of the earth's magnetic field during a reversal, *Nature*, Lond., **212**, 1193—1195 (1966).
 157. *Heirtzler J. R., Dickson G. O., Herron E. M., Pitman W. C., Le Pichon X.*, Marine magnetic anomalies, geomagnetic field reversals, and motions of the ocean floor and continents, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2119—2136 (1968).
 158. *Herzenberg A.*, Geomagnetic dynamos, *Phil. Trans. R. Soc.*, **A250**, 543—583 (1958).
 159. *Hide R.*, Motions of the earth's core and mantle and variations of the main geomagnetic field, *Science*, N. Y., **157**, 55—56 (1967).
 160. *Hide R., Malin S. R. C.*, Novel correlations between global features of the earth's gravitational and magnetic fields, *Nature*, Lond., **225**, 605—609 (1970).
 161. *Hide R., Roberts P. H.*, The origin of the main geomagnetic field. *Physics and chemistry of the earth*, Vol. 4, eds. L. H. Ahrens, F. Press, K. Runkama, and S. K. Runcorn, Pergamon Press, New York, 1961, pp. 27—98.

162. *Jeffreys H.*, The density distributions in the inner planets, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl.* **4**, 62—71 (1937).
163. *Kahle A. B., Ball R. H., Vestine E.-H.*, Comparison of estimates of surface fluid motions of the earth's core for various epochs, *J. Geophys. Res.*, **72**, 4917—4925 (1967).
164. *Kawai N., Hirooka K.*, Wobbling motion of the geomagnetic dipole field in historic time during these 2000 years, *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **19**, 217—227 (1967).
165. *Kertz W.*, The conductivity anomaly in the upper mantle found in Europe. *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **15**, 185—192 (1964).
166. *Lahiri B. N., Price A. T.*, Electromagnetic induction in non-uniform conductors, and the determination of the conductivity of the earth from terrestrial magnetic variations, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A237**, 509—540 (1939).
167. *Leaton B. R., Malin S. R. C.*, Recent changes in the magnetic dipole moment of the earth, *Nature, Lond.*, **213**, 1110 (1967).
168. *Leighton R. B., Horowitz N. H., Murray B. C., Sharp R. P., Herriman A. G., Young A. T., Smith B. A., Davies M. E., Leovy C. B.*, Mariner 6 television pictures, first report. *Science*, **165**, 685—690 (1969).
169. *Lilley F. E. M.*, On kinematic dynamos, *Proc. Roy. Soc.*, **A316**, 153—167 (1970).
170. *Lowes F. J.*, Secular variation and the non-dipole field, *Annals Géophys.*, **11**, 91—94 (1955).
171. *Lowes F. J., Runcorn S. K.*, The analysis of the geomagnetic secular variation, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A243**, 525—546 (1951).
172. *McDonald K. L.*, Geomagnetic secular variation at the core-mantle boundary, *J. Geophys. Res.*, **60**, 377—388 (1955).
173. *McDonald K. L.*, Penetration of the geomagnetic secular field through a mantle with variable conductivity, *J. Geophys. Res.*, **62**, 117—141 (1957).
174. *McDonald K. L., Gunst R. H.*, Recent trends in the earth's magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2057—2067 (1968).
175. *McElhinny M. W., Briden J. C., Jones D. L., Brock A.*, Geological and geophysical implications of paleomagnetic results from Africa, *Rev. Geophys.*, **6**, 201—238 (1968).
176. *Malkus W. V. R.*, Precession of the earth as the cause of geomagnetism, *Science, N. Y.*, **160**, 259—64 (1968).
177. *Mathews J. H., Gardner W. K.*, Field reversals of 'paleomagnetic' type in coupled disk dynamos, *U. S. Naval Res. Lab. Rep.* 5886, 1963.
178. *Michaux C. M.*, Handbook of the physical properties of the planet Jupiter, NASA SP—3031, 1967.
179. *Momose K.-I.*, Studies on the variations of the earth's magnetic field during Pliocene time, *Bull. Earthg. Res. Inst. Tokyo Univ.*, **41**, 487—534 (1963).
180. *Nagata T., Syono Y.*, Geomagnetic secular variation during the period from 1955 to 1960, *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **12**, 84—98 (1961).
181. *Nagata T., Ozima M.*, Palaeomagnetism. Physics of geomagnetic phenomena, Vol. 1, eds. S. Matsushita and W. H. Campbell, Academic Press, New York, 1967, pp. 103—180.
182. *Peebles P. J. E.*, The big planets. *Intern. J. Sci. Tech.*, **35**, 32—38, 79 (1964).
183. *Phillips J. D.*, Magnetic anomalies over the mid-Atlantic ridge near 27° N. *Science, N. Y.*, **157**, 920—923 (1967).
184. *Price A. T.*, Electromagnetic induction in a conducting sphere, *Proc. Lond. Math. Soc.*, Ser. 2, **31**, 217—224 (1930).
185. *Price A. T.*, Electromagnetic induction in a uniform permeable conducting sphere, *Proc. Lond. Math. Soc.*, Ser. 2, **33**, 233—245 (1932).

186. Price A. T., The theory of magnetotelluric methods when the source field is considered, *J. Geophys. Res.*, **67**, 1907—1918 (1962).
187. Price A. T., Magnetic variations and telluric currents. The earth's mantle, ed. T. F. Gaskell, Academic Press, London, 1967, pp. 125—170.
188. Price A. T., Electromagnetic induction within the earth. Physics of geomagnetic phenomena, Vol. 1, eds. S. Matsushita and W. H. Campbell, Academic Press, New York, 1967, pp. 235—298.
189. Price A. T., The electrical conductivity of the earth, *Q.J.G.R. Astr. Soc.*, **11**, 23—42 (1970).
190. Reitzel J. S., Gough D. I., Porath H., Anderson C. W., III, Geomagnetic deep sounding and upper mantle structure in the western United States, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **19**, 213—235 (1970).
191. Rikitake T., Electromagnetic induction within the earth and its relation to the electrical state of the earth's interior, *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.*, **28**, 45—100, 219—283 (1950).
192. Rikitake T., Oscillations of a system of disk dynamos, *Proc. Camb. Phil. Soc. Math. Phys. Sci.*, **54**, 89—105 (1958).
193. Rikitake T., Outline of the anomaly of geomagnetic variations in Japan, *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **15**, 181—184 (1964).
194. Rikitake T., Theoretical magnetograms for s.s.c. when the ocean effect is considered, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **15**, 79—90 (1968).
195. Rikitake T., Sato S., The geomagnetic Dst field of the magnetic storm on June 18—19, 1936, *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.*, **35**, 7—11 (1957).
196. Runcorn S. K., The electrical conductivity of the earth's mantle, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **36**, 191—198 (1955).
197. Schwarz E. J., Symons D. T. A., Geomagnetic intensity between 100 million and 2500 million years ago, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **2**, 11—18 (1969).
198. Smith P. J., Ancient geomagnetic field intensities. 2. Geological data sets G1—G21; historic and archaeological data, sets H10—H13, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **13**, 483—486 (1967).
199. Smith P. J., Ancient geomagnetic field intensities — III. Historic and archaeological data: H13X and H14—15. Geological data: G22—29, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **16**, 457—60 (1968).
200. Takeuchi H., Saito M., Electromagnetic induction within the earth, *J. Geophys. Res.*, **68**, 6287—6291 (1963).
201. Vine F. J., Magnetic anomalies associated with mid-ocean ridges, The history of the earth's crust, ed. R. A. Phinney, Princeton Univ. Press, Princeton, N. J., 1968, pp. 73—89.
202. Vine F. J., Hess H. H., Sea-floor spreading. The Sea, Vol. 4, Pt. II, ed. A. E. Maxwell, Interscience, New York, 1970, pp. 587—622.
203. Vine F. J., Matthews D. H., Magnetic anomalies over oceanic ridges, *Nature, Lond.*, **199**, 947—949 (1963).
204. Vine E. J., Wilson J. T., Magnetic anomalies over a young oceanic ridge off Vancouver Island, *Science, N. Y.*, **150**, 485—489 (1965).
205. Warwick J. W., Dynamic spectra of Jupiter's decametric emission, *Astrophys. J.*, **137**, 41—60 (1961).
206. Wilson R. L., Permanent aspects of the earth's non-dipole magnetic field over Upper Tertiary times, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **19**, 417—437 (1970).
207. Wilson R. L., Dipole offset — the time-average palaeomagnetic field over the past 25 million years. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **22**, 491—504 (1971).
208. Yukutake T., Attenuation of geomagnetic secular variations through the conducting mantle of the earth, *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.*, **37**, 13—32 (1959).

-
209. *Yukutake T.*, The westward drift of the magnetic field of the earth, *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.*, **40**, 1—65 (1962).
 210. *Zijderveld J. D. A.*, Natural remanent magnetizations of some intrusive rocks from the Sor Rondane Mountains, Queen Maud Land, Antarctica, *J. Geophys. Res.*, **73**, 3773—3785 (1968).
 211. *Золотов И. Г.*, Западные и восточные компоненты дрейфа геомагнитного поля, *Геомагн. и аэрономия*, **7**, 567—571 (1967).

ФОТОХИМИЯ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

3.1. СТРУКТУРА ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

Основными параметрами, определяющими строение земной атмосферы, являются давление p , плотность ρ , температура T , а также состав. Давление сначала круто уменьшается с высотой от значения 1013 мбар на уровне моря до высоты 150 км, а затем более плавно на больших высотах (рис. 3.1, *а*). Плотность (г/см^3) и концентрация (см^{-3}) также убывают с высотой (рис. 3.1, *б* и *в*). Изменение температуры носит более сложный характер: температура T имеет два минимума на высотах около 15 и 80 км. Выше 80 км T монотонно возрастает (рис. 3.1, *г*).

Структура верхней атмосферы определяется воздействием солнечного излучения. На рис. 3.2 показаны высоты в атмосфере, до которых проникает ослабленное в e раз падающее солнечное излучение для интервала длин волн от 0,1 до 1000 Å. Именно в этой области длин волн солнечное излучение активно воздействует на некоторые составляющие верхней атмосферы. Фотодиссоциация расщепляет часть молекул кислорода на атомы; выше 200 км число атомов кислорода превышает число молекул; ниже 100 км заметная доля атомов кислорода соединяется с O_2 , образуя слой озона. Имеет место фотоионизация как основных молекулярных составляющих атмосферы O_2 и N_2 , так и атомов O , образующихся при фотодиссоциации. Нейтральные и ионизованные компоненты химически взаимодействуют между собой, и в итоге возникает много вторичных продуктов, как нейтральных, так и ионизованных. Энергичные фотоэлектроны, возникающие при фотоионизации, нагревают верхнюю атмосферу.

3.1.1. ТЕПЛОВАЯ СТРУКТУРА

На основе распределения температуры с высотой земную атмосферу подразделяют на четыре области: *тропосферу*, *стратосферу*, *мезосферу* и *термосферу*; их верхние границы именуются соответственно *тропопаузой*, *стратопопаузой*, *мезопопаузой* и *термопаузой* (рис. 3.1, *г*).

Тропосфера — область между поверхностью Земли и *тропопаузой*, в которой температура убывает с высотой. Для нее характерны интенсивная конвекция и образование облаков. Высота

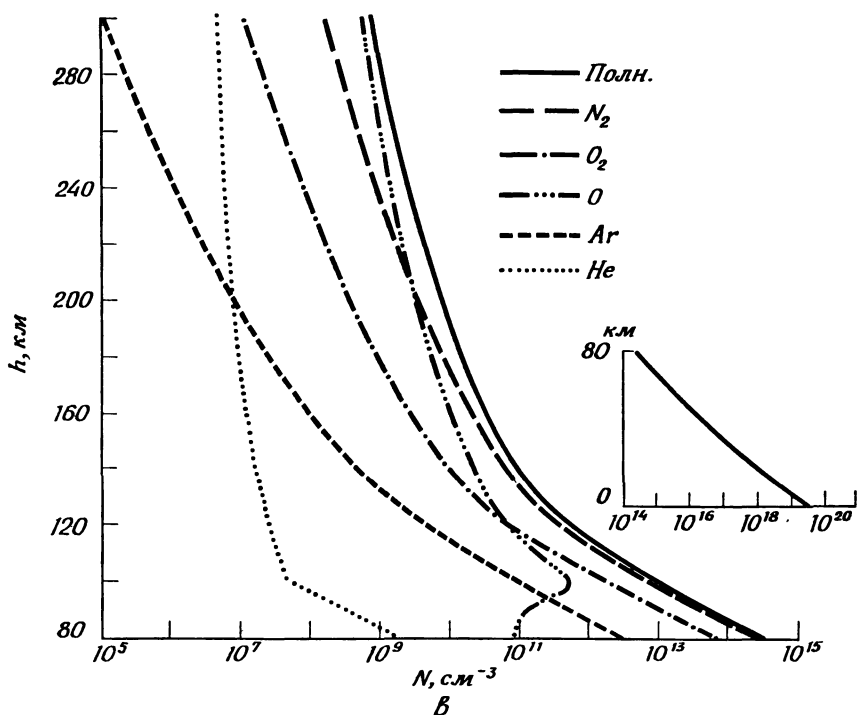
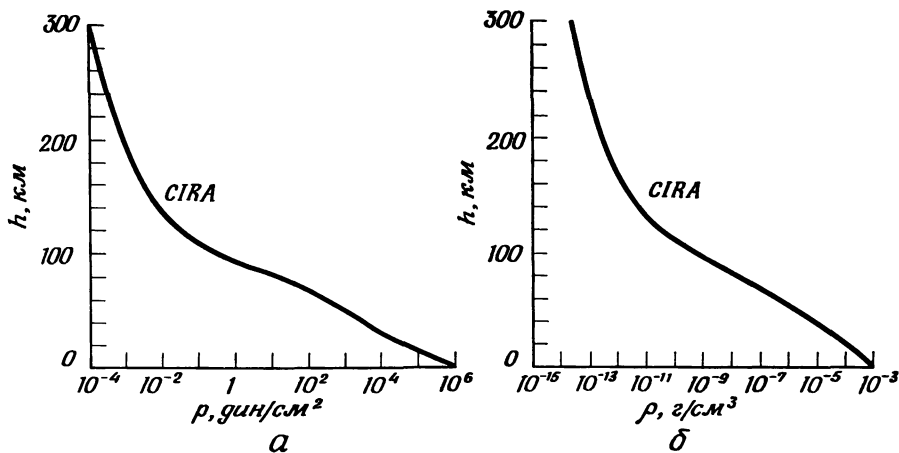


Рис. 3.1. *а* — распределение по высоте атмосферного давления (модель атмосферы CIRA 1965); *б* — распределение по высоте плотности атмосферы (модель атмосферы CIRA 1965); *в* — изменение с высотой концентрации различных составляющих атмосферы (модель CIRA 1965); *г* — изменение с высотой температуры (сплошная кривая), электронной концентрации пунктир) а также обозначения различных областей атмосферы.

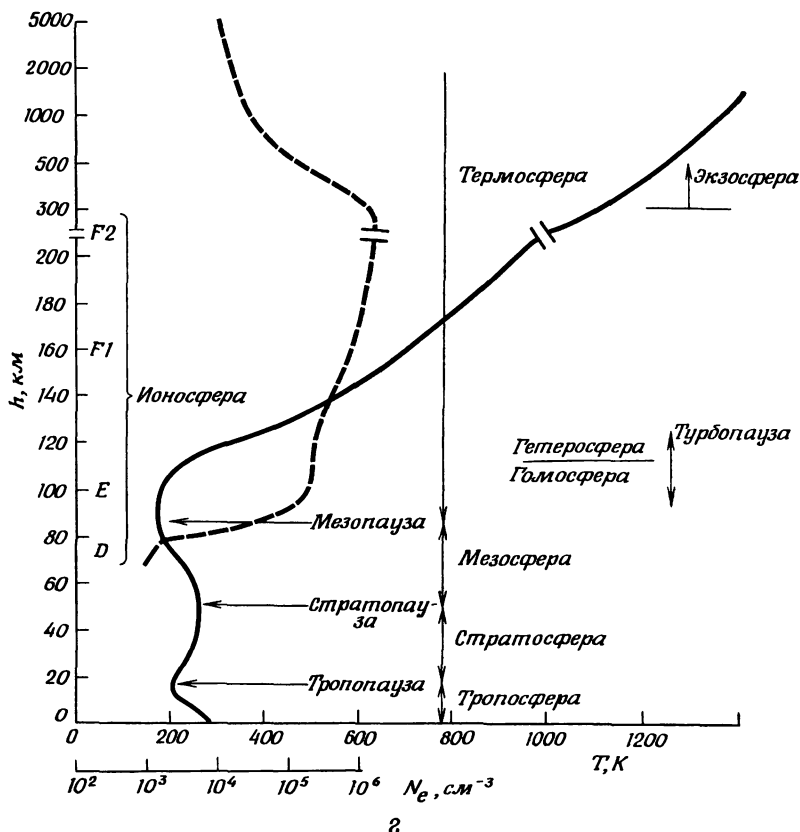
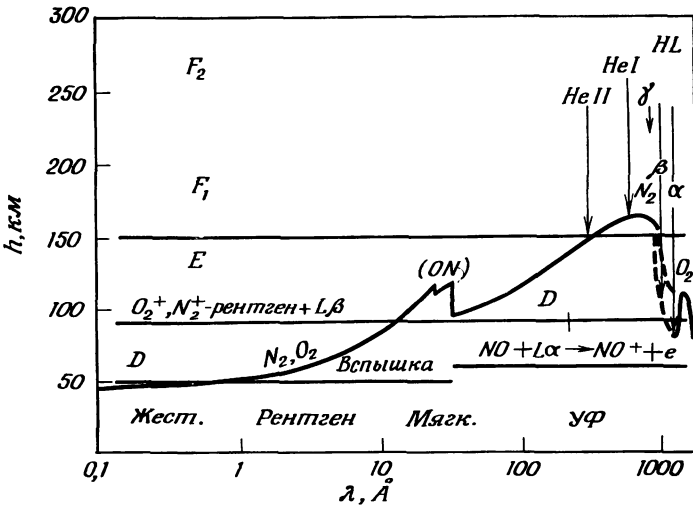


Рис. 3.1.

тропопаузы на земном шаре неодинакова: она больше над экватором, чем над полюсами, а в средних широтах, где существует система сильных западных ветров (струйных течений), меняется довольно скачкообразно.

Выше тропопаузы, в *стратосфере*, температура растет вплоть до *стратопаузы*, на высоте ~ 50 км. В этой области сосредоточена большая часть атмосферного озона с максимумом плотности на высоте ~ 25 — 30 км. Поглощение солнечного излучения озоном является главной причиной положительного градиента температуры. Эта область с растущей с высотой температурой была впервые выделена в 1920-х годах по оценкам плотности атмосферы на высотах появления и исчезновения метеоров, а также по



Р и с. 3.2. Глубина, на которую проникает $1/e$ доля падающего солнечного излучения с длинами волн от 0,1 до 1000 Å. По [43].

наблюдениям аномального распространения звука. Позже прямые ракетные измерения подтвердили ее существование.

Выше стратосферы располагается *мезосфера*, простирающаяся до *мезопаузы* (~ 80 км). Существование низких температур в мезосфере подтверждено данными прямых измерений.

Область выше мезопаузы называется *термосферой*. В ней температура монотонно растет с высотой, сначала быстро примерно до 300 км, а затем более плавно, возможно до границы *магнитосферы* (т. е. полости вокруг Земли, образуемой в горячем солнечном ветре, см. гл. 5). Увеличение температуры выше некоторой определенной высоты становится настолько незначительным, что область выше этого уровня может рассматриваться как изотермическая. Указанный уровень называется *термопаузой*.

3.1.2. СТРУКТУРА ПО СОСТАВУ

Между поверхностью Земли и высотой, несколько превышающей мезопаузу, происходит почти полное перемешивание составляющих атмосферы турбулентными движениями воздуха. Поэтому средняя молекулярная масса, определяемая соотношениями

$$\bar{m} = (n_1 m_1 + n_2 m_2 + \dots) / n, \quad (1)$$

$$n = n_1 + n_2 + \dots, \quad (2)$$

постоянна и равна 29,6; здесь m_i и n_i обозначают массу и концентрацию i -й составляющей. Область, в которой \bar{m} постоянно, именуется *гомосферой*, а ее верхняя граница называется *гомопаузой*. Лежащая выше область, в которой \bar{m} медленно убывает, носит название *гетеросферы* (рис. 3.1, з).

В гомосфере уравнение гидростатического равновесия имеет простой вид

$$\frac{dp}{dh} = -\rho g.$$

Отсюда

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\bar{m} g}{kT} dh = -\frac{1}{H} dh, \quad H = \frac{kT}{\bar{m}g}. \quad (3)$$

Здесь p — давление, h — высота, ρ — плотность атмосферы ($=n\bar{m}$), g — ускорение силы тяжести, k — постоянная Больцмана, H — некоторая длина, называемая *шкалой высот*. При постоянном T величина H также будет постоянной, исключая небольшое изменение с высотой в связи с убыванием g (а в гетеросфере и с \bar{m}). Интегрирование (3) при $H = \text{const}$ дает

$$p = p_0 e^{-h/H}, \quad \rho = \rho_0 e^{-h/H}.$$

Здесь p_0 и ρ_0 — соответственно давление и плотность на поверхности Земли.

Выше мезопаузы состав атмосферы изменяется в результате фотохимических реакций, так что \bar{m} уменьшается; вследствие этого H растет с высотой; правда, здесь играет роль и повышение температуры. По-видимому, турбулентность довольно резко прекращается на высоте ~ 120 км, устраняя тем самым препятствие для диффузионного разделения составляющих атмосферы. Этот уровень называется *турбопаузой*; он является верхней границей гомосферы и нижней границей гетеросферы. В этих условиях каждая составляющая распределяется по высоте в соответствии с характерной для нее шкалой высот, которая определяется из соотношений

$$H_1 = \frac{kT}{m_1g}, \quad H_2 = \frac{kT}{m_2g}, \quad H_3 = \frac{kT}{m_3g}, \dots$$

Шкала высот для молекулярного водорода поэтому в 16 раз больше, чем для молекулярного кислорода, и то же соотношение справедливо для шкал высот H и O .

На высотах больше нескольких сотен километров становится существенным изменение g ; оно учитывается соотношением

$$g = g_0 \left(\frac{a + h_0}{a + h} \right)^2,$$

где g_0 — величина g на высоте h_0 . Поэтому для каждой составляющей атмосферы, где можно пренебречь медленными вариациями T , справедливо соотношение

$$\frac{dp_i}{\rho_i} = \frac{d\rho_i}{\rho_i} = -\frac{m_i g_0}{kT} \left(\frac{a+h_0}{a+h} \right)^2 dh$$

и

$$\rho_i = \rho_0 \exp \left(\frac{m_i g_0}{kT} \frac{(h_0 - h)(a + h_0)}{a + h} \right),$$

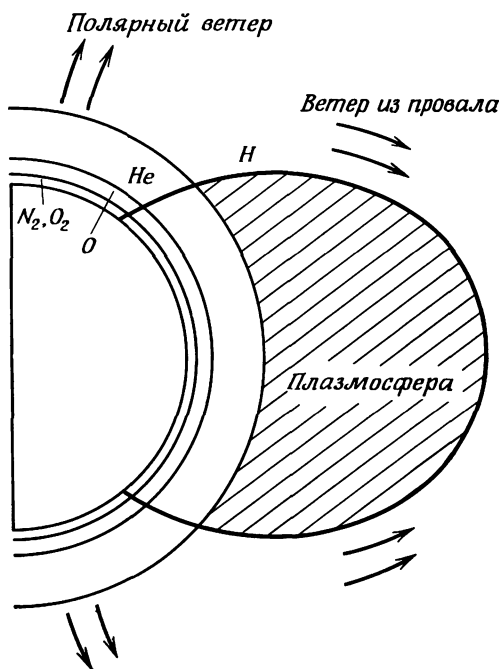
$$p_i = \rho_0 \exp \left(\frac{m_i g_0}{kT} \frac{(h_0 - h)(a + h_0)}{a + h} \right),$$

причем ρ_0 и p_0 — значения ρ_i и p_i на высоте h_0 .

Легкие компоненты — атомарные водород, гелий и кислород — имеют большие шкалы высот, а потому простираются до больших высот (рис. 3.3). В годы спокойного Солнца гелий оказывается основной составляющей атмосферы на высотах 500—700 км. В годы максимального числа солнечных пятен этот гелиевый слой начинается на больших высотах и имеет значительно большую протяженность; его толщина достигает двух земных радиусов. Этот гелиевый слой именуется *гелиосферой*.

Выше гелиосферы лежит обширная водородная область. Здесь средняя длина свободного пробега атомов водорода становится сравнимой со шкалой высот или даже превосходит ее; в этих условиях понятие шкалы высот теряет смысл: ее значение настолько возрастает, что становятся заметными изменения ускорения силы тяжести g на протяжении интервала высот, равного H . Эта область атмосферы называется *экзосферой*. Можно показать, что почти полное отсутствие столкновений начинает иметь место на высотах между 500 и 1000 км. Здесь некоторые из направленных вверх частиц движутся по эллиптическим орбитам (с возвращением в атмосферу), а другие — по гиперболическим (и уже не возвращаются в атмосферу).

Первые имеют скорости меньше скорости ускользания (11 км/с); после достижения ими максимальной высоты они возвращаются в плотные слои атмосферы. Вторые имеют скорости, достаточные для ускользания из поля тяготения Земли в межпланетное пространство (хотя большинство их оказывается на орбитах вокруг Солнца). Некоторые частицы с эллиптическими орбитами начинают «обращаться» вокруг Земли после редких столкновений с другими частицами, которые изменяют характер их движения.



Р и с. 3.3. Стратификация земной атмосферы по основным составляющим (включая плазмосферу).

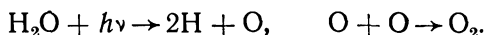
Часть нейтральных атомов водорода поглощает и переизлучает солнечное Ly -излучение; другие могут поглощать $\text{L}\beta$ -излучение и создавать флуоресцентное излучение $\text{H}\alpha$. Это водородное излучение называется *геокоорной*.

В верхней мезосфере и нижней термосфере составляющие атмосферы подвергаются слабой ионизации солнечным излучением; эта область именуется *ионосферой* (рис. 3.1, з). Ионосфера подразделяется на три области: *D*, *E* и *F*. В экзосфере ионизованной оказывается уже значительная доля атмосферных составляющих. Здесь движение образовавшихся ионов и электронов контролируется магнитным полем Земли; частицы движутся по спиральям вокруг магнитных силовых линий. Ионизованные газы диффундируют вверх вдоль силовых линий магнитного поля и образуют пояс ионизованных газов с нормальной температурой, окружающей Землю. Этот пояс носит название *плазмосферы* (рис. 3.3). Экзосфера включает также области, содержащие заряженные частицы высокой энергии; такие области получили наименование *радиационных поясов*. Высокоэнергичные частицы различными способами взаимодействуют с атомами водорода.

3.1.3. ОБРАЗОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

Некогда Земля должна была иметь первичную атмосферу, весьма отличную от современной. Ныне эта первичная атмосфера почти полностью потеряна. Существующая атмосфера является вторичной. Современное относительное содержание инертных газов — неона, аргона, криптона, ксенона — меньше чем 10^{-6} их содержания в космосе (или их содержания в атмосфере Солнца и других звезд). С другой стороны, большое число соединений и элементов с примерно одинаковыми молекулярными весами, например H_2O , N_2 , CO_2 и O_2 , имеет на Земле достаточно большое содержание. Если бы эти вещества находились в газообразном состоянии в первичной атмосфере Земли, они также были бы потеряны. Их современное количество в атмосфере и океанах может быть объяснено в предположении, что некоторые из этих соединений постепенно аккумуляровались в атмосфере за счет выделения из твердой Земли при вулканических и других процессах. Наиболее обильная компонента атмосферы, азот, рассматривается как продукт выделения из земных пород в результате взаимодействия элементов литосферы, гидросферы и биосферы, в соответствии с нынешними представлениям об *азотном цикле*. Большая часть углекислого газа CO_2 после выделения постепенно была химически связана в виде карбонатов и органического углерода в осадочных породах путем взаимодействия с H_2O ; этот процесс переводит CO_2 в HCO_3^- , а затем в $CaCO_3$ и другие соединения.

Уже давно было отмечено, что большая часть свободного кислорода в атмосфере не является продуктом обезгаживания горных пород; кислород должен был выделяться из них в виде H_2O , CO_2 , SO_2 и т. д., но не в свободном состоянии. Отсюда можно было предполагать, что свободный кислород в атмосфере является продуктом фотодиссоциации водяного пара



Однако Юри [44] заметил, что этот процесс является саморегулируемым, поскольку образовавшийся в ходе его O_2 поглощает часть солнечного излучения, необходимую для указанной диссоциации. Кроме того, часть O_2 быстро расходуется в ходе различных окислительных реакций. Поэтому можно полагать, что первичная атмосфера содержала самое большое 0,1% нынешнего количества кислорода и что последующее возрастание содержания кислорода в обозримое геологическое время обусловлено процессами фотосинтеза. Беркнер и Маршалл [3] заключили, что эволюция жизни на Земле не может рассматриваться без учета роста содержания кислорода в атмосфере. Ни одна форма жизни на суше невозможна, пока в атмосфере не накопилось достаточно кислорода, создающего экран для защиты от губительного для жизни солнечного из-

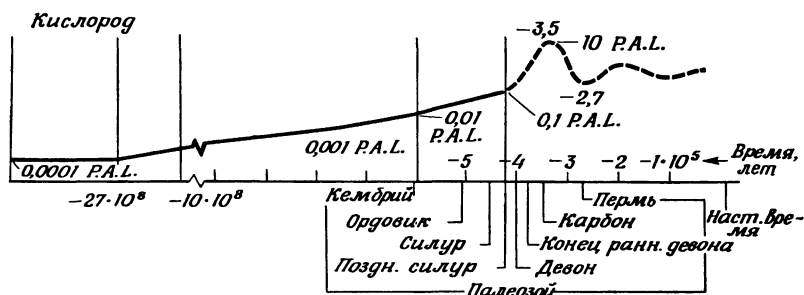


Рис. 3.4. Предполагаемая модель роста количества кислорода в атмосфере Земли (P.A.L.— современная концентрация кислорода). По [3].

лучения. Они также предположительно заключили, что наивысшая скорость фотосинтеза имела место в каменноугольный период, благодаря чему была израсходована значительная часть CO_2 , существовавшего ранее в земной атмосфере. Эти изменения привели к охлаждению атмосферы Земли и ослаблению фотосинтеза. Рис. 3.4 показывает, как в соответствии с изложенными представлениями менялось содержание кислорода в атмосфере на протяжении геологического времени; за единицу принято современное содержание кислорода в атмосфере.

3.2. СОЛНЕЧНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ВЕРХНЯЯ АТМОСФЕРА

3.2.1. ТЕОРИЯ ФОТОИОНИЗАЦИИ

В разд. 3.1 было показано, что верхняя атмосфера частично поглощает излучение Солнца в довольно широкой области длин волн — от $< 1 \text{ \AA}$ до более чем 10 см. Различные участки спектра поглощаются, рассеиваются или отражаются путем различных процессов. В качестве первого шага в рассмотрении различных процессов поглощения, в ходе которых диссоциируются и ионизируются компоненты атмосферы, исследуется простейший случай фотоионизации монохроматическим излучением в изотермической атмосфере, состоящей из плоских слоев.

Пусть I — интенсивность монохроматического солнечного излучения на высоте h в атмосфере, падающего под зенитным углом γ . Уменьшение I вследствие поглощения между высотами h и $h - dh$ определяется соотношением

$$-dI = -A\rho(\sec \gamma dh)I. \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность атмосферы, A — коэффициент поглощения атмосферы на высоте h ; A имеет размерность площади и называется

ся также сечением поглощения. Для изотермической атмосферы интегрирование (1) дает

$$I = I_{\infty} \exp(-A \rho_0 H e^{-h/H} \sec \chi).$$

Здесь I_{∞} — интенсивность излучения на верхней границе ($h = \infty$) атмосферы.

Пусть $P(\chi, h)$ — скорость ионообразования, определяемая выражением

$$P(\chi, h) = \eta (dI / dh) \cos \chi.$$

Здесь η — число пар ионов, приходящихся на единицу поглощенной энергии в единичном объеме атмосферы (фотоионизационный выход); эта величина равна dI , деленному на длину пути $dh \sec \chi$, а именно $(dI/dh) \cos \chi$. Таким образом, выражение для $P(\chi, h)$ можно записать как

$$P(\chi, h) = \eta A I_{\infty} \rho_0 \exp(-h/H - A \rho_0 H e^{-h/H} \sec \chi).$$

Скорость ионообразования $P(\chi, h)$ имеет максимальное значение $P(\chi)$ на высоте h , где

$$\exp\left\{\frac{h(\chi)}{H}\right\} = A \rho_0 H \sec \chi$$

и

$$P(\chi) = \eta I_{\infty} \cos \chi / H e.$$

Обозначим значения $h(\chi)$ и $P(\chi)$ для $\chi = 0^\circ$ через h_0 и P_0 :

$$e^{h_0/H} = A \rho_0 H, \quad P_0 = \eta I_{\infty} / H e.$$

Тогда $P(\chi, h)$ можно выразить следующим образом:

$$P(\chi, h) = P_0 \exp\left(\frac{h_0 + H - h}{H} - \sec \chi \exp \frac{h_0 - h}{H}\right)$$

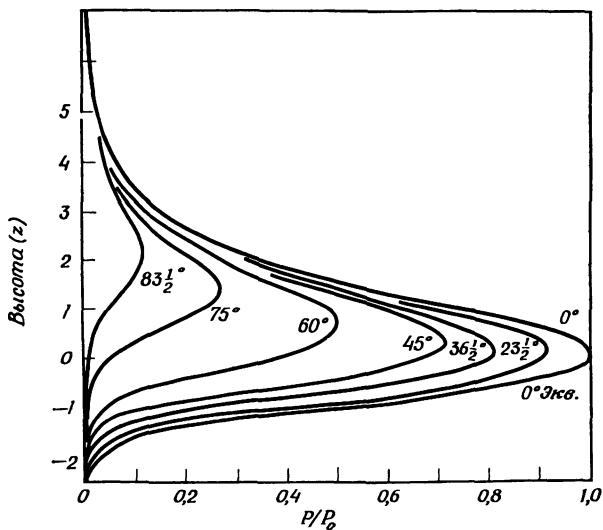
или, переходя к переменной

$$z = (h - h_0) / H,$$

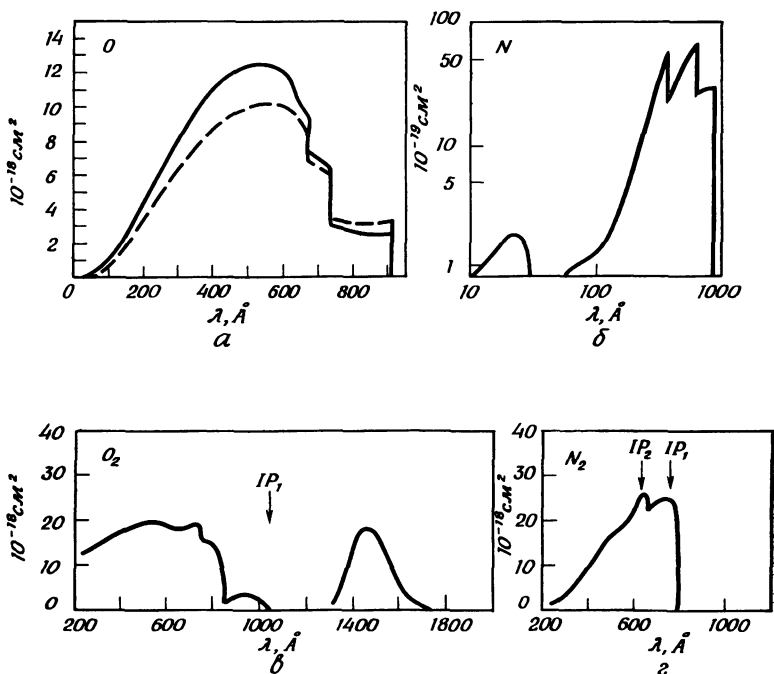
$$P(\chi, h) = P_0 \exp(1 - z - e^{-z} \sec \chi).$$

Рис. 3.5 показывает распределение $P(\chi, h)/P_0$ в функции z для различных значений χ . Расчеты можно без труда обобщить на случай вычисления скорости фотоионизации излучением с широким спектром для изотермической атмосферы, состоящей из нескольких компонент. Полная скорость фотоионизации P_T дается формулой

$$P_T = \sum_{\lambda} \sum_i P_i(\lambda) = \sum_{\lambda} \sum_i \eta_i(\lambda) A_i(\lambda) I_{\infty}(\lambda) \rho_{0i} \exp\left\{-h / H_i - A_i(\lambda) \rho_{0i} H_i e^{-h/H_i} \sec \chi\right\}.$$



Р и с. 3.5. Распределение скорости ионизации в функции высоты для различных зенитных углов Солнца. По [55].



Р и с. 3.6. а — сечение фотоионизации атомарного кислорода [57]; б — сечение фотоионизации атомарного азота [58]; в — сечение фотодиссоциации и ионизации молекулярного кислорода [47]; г — сечение фотоионизации молекулярного азота [47].

Здесь P_i — скорости фотоионизации для i -й составляющей атмосферы. Расчеты можно также аналитически обобщить на случай атмосферы с переменной шкалой высот, в которой температура или шкала высот линейно меняются с высотой. Численные оценки могут быть сделаны для любого типа распределения ионизируемой компоненты при условии, что ρ_i и $A_i(\lambda)$ известны в атмосфере для каждой высоты.

Для атмосферы, находящейся в диффузионном равновесии, Ионизава [82] дает

$$\rho(h) = (H_0 \rho_0 / H) \exp \left(- \int_{h_0}^h \frac{dh}{H} \right)$$

и

$$P_T = \sum_{\lambda} \left[I_{\infty}(\lambda) \left\{ \sum_i \eta_i(\lambda) A_i(\lambda) \rho_i(h) \right\} \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ - \sec \chi \sum_i A_i(\lambda) H_i(h) \rho_i(h) \right\} \right].$$

Индексом «нуль» отмечены значения величин у основания диффузионного слоя.

В следующем разделе мы рассмотрим сечения $A_i(\lambda)$ фотоионизации основных составляющих атмосферы.

3.2.2. ПРОЦЕССЫ ФОТОИОНИЗАЦИИ

а) Сечение фотоионизации A в функции длины волны $\lambda(\text{Å})$ скачком возрастает на длине волны

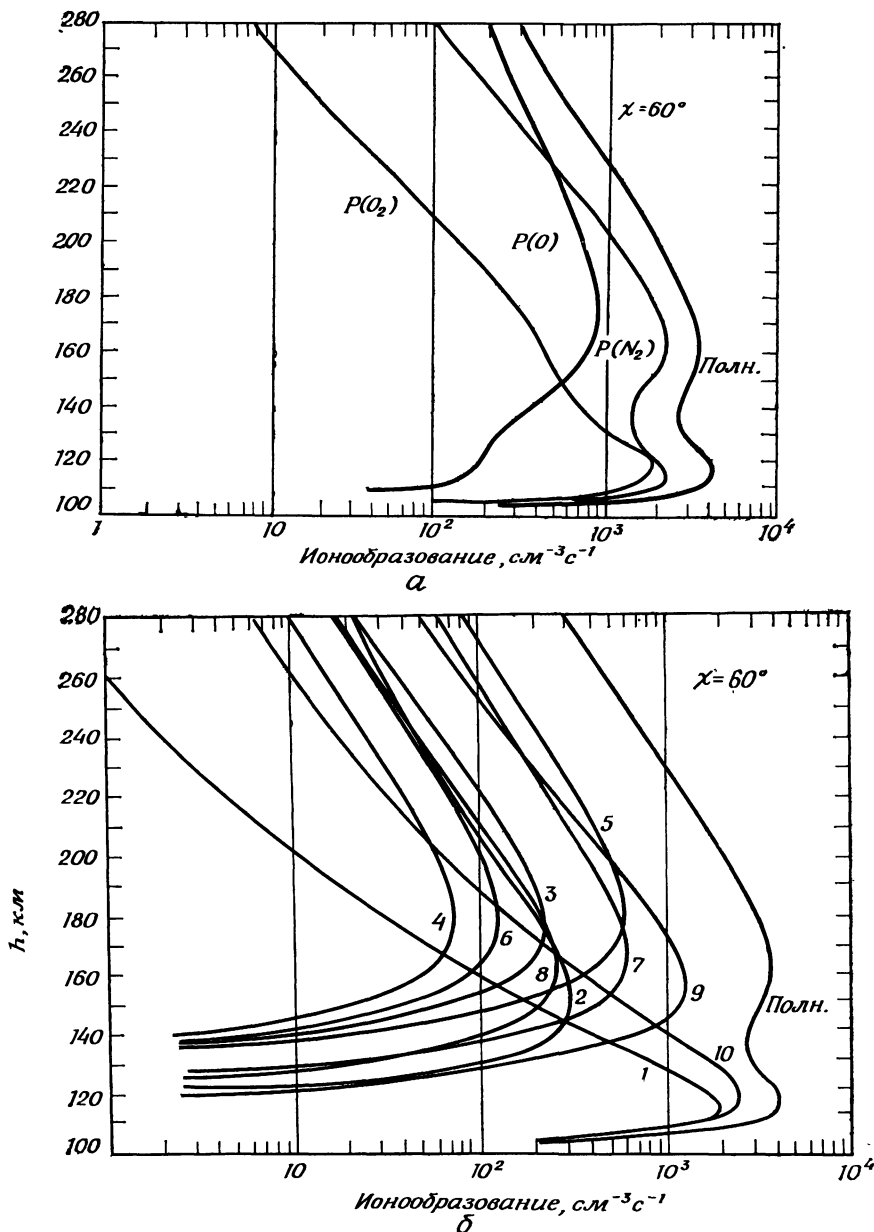
$$\lambda = 12398 / V_{IP},$$

где V_{IP} — потенциал ионизации, связанный с величиной $h\nu$ соотношением

$$h\nu = hc / \lambda = eV_{IP}.$$

Эта длина волны равна 912 и 853 Å для O и N в соответствии с их потенциалами ионизации $V_{IP} = 13,61$ и $14,54$ эВ (рис. 3.6, а и б). Достигнув максимума, сечение убывает с уменьшением длины волны. Однако для многих атомов описанный общий характер кривой может нарушаться вследствие существования дополнительных максимумов, соответствующих сечениям ионизации второго, третьего и более высоких порядков.

Молекулярный кислород имеет две основные области поглощения в ультрафиолетовой (УФ) области (рис. 3.6, в). Континуум Шумана — Рунге охватывает интервал с 1750 до 1250 Å; поглоще-



Р и с. 3.7. а — скорость ионообразования для трех основных составляющих атмосферы, а также общая скорость ионообразования; б — скорость ионообразования в 10 участках длин волн: 1027—911 Å (1), 911—796 (2), 796—700 (3), 700—630 (4), 630—460 (5), 460—370 (6), 370—280 (7), 280—205 (8), 205—165(9), 165—31 Å (10) [71].

Таблица 3.1

Энергии фотоионизации и фотодиссоциации [50]

1. Атомы

	1-й V_{IP} , эВ	соответствующая длина волны, Å
H	13,60	911,6
He	24,58	504,4
N	14,54	852,7
O	13,61	910,9
Na	5,14	2412,1
Ba	5,21	2379,7

2. Молекулы

	энергия диссоциации, эВ	соответств. длина волны, Å	1-й V_{IP} , эВ	соответствующая длина волны, Å
H ₂	4,48	2767,4	15,42	803,4
H ₂ ⁺	2,65	4678,5		
N ₂	7,37	1682,2	15,58	795,2
	или	или		
	9,76	1270,3		
N ₂ ⁺	6,34	1955,5	50	248,0
	или	или		
	8,72	1421,8		
NO	5,29	2343,7	9	1376,6
	или	или		
	6,48	1913,3		
O ₂	5,08	2440,6	12,2	1016,2
O ₂ ⁺	6,5	1907,4	50	248,0
OH	4,37	2837,1		
OH ⁺	> 4,4	< 2817,7		

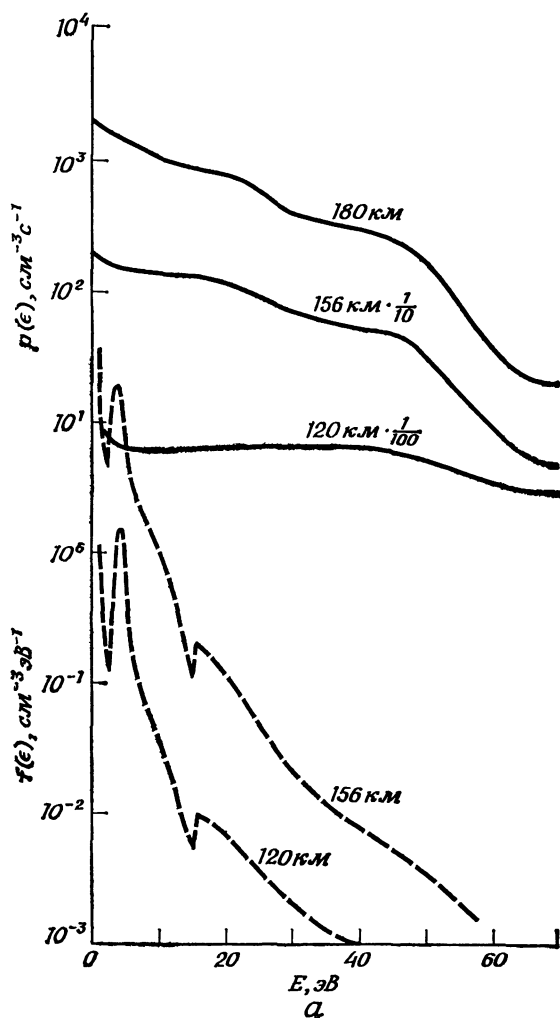
ние в этой области диссоциирует молекулы O_2 . Первый ионизационный потенциал приходится примерно на 1026 \AA , а максимум поглощения близ 920 \AA . На эту кривую накладываются полосы Ридберга, переходящие в ионизационные континуумы у 771 \AA (IP_2) и 682 \AA (IP_3). Поглощение имеет минимум между полосой Шумана — Рунге и первой ионизационной полосой; длина волны в минимуме приблизительно та же, что и у излучения La . Это позволяет солнечному La -излучению глубоко проникать в нижнюю ионосферу. Молекулярный кислород также имеет слабые полосы поглощения и континуумы около 2500 \AA ; это полосы Шумана — Рунге и континуум Герцберга. Коэффициенты поглощения в этих полосах всего порядка $10^{-24} - 10^{-23} \text{ см}^2$. Поглощение молекулярного азота N_2 иллюстрировано на рис. 3.6, *г*. Коэффициенты поглощения других основных составляющих атмосферы будут обсуждены в разд. 3.5.

б) *Скорость фотоионизации.* Зная сечение фотоионизации $A(\lambda)$, распределение плотности $\rho_i(h)$ для каждой составляющей и интенсивность солнечного излучения $I_\infty(\lambda)$, можно оценить скорость фотоионизации. На рис. 3.7, *а* приведены подобные оценки для основных ионных составляющих, согласно Матууре [71], сделанные на основе модели атмосферы CIRA 1965, показанной на рис. 3.1, и для зенитного угла 60° . Для того же самого зенитного угла рис. 3.7, *б* дает полную скорость ионообразования (P) для набора интервалов длин волн.

В табл. 3.1 перечислены первые V_{IP} и соответствующие длины волн для ряда представляющих интерес атомов, а также энергии диссоциации, первые V_{IP} и соответствующие длины волн для некоторых молекул.

в) *Фотоэлектроны.* В процессах фотоионизации возникают свободные электроны (фотоэлектроны). Их начальный энергетический спектр является сложной функцией энергии падающего фотона ($h\nu$), потенциала ионизации атома, подвергающегося воздействию излучения, а также степени возбуждения образующегося положительного иона.

Пусть $\rho(\epsilon)$ — полное число электронов с энергией, превышающей ϵ , образующихся в 1 см^3 за 1 с . Рис. 3.8, *а* иллюстрирует пример первичного спектра $\rho(\epsilon)$, рассчитанного в [79] для различных высот при существующей модели атмосферы, и спектров излучения Солнца, полученных с помощью ракет (разд. 1.3). Образовавшиеся таким путем фотоэлектроны теряют свою энергию частично за счет столкновений с окружающими тепловыми электронами ионосферы, а также при столкновениях с атмосферными составляющими, например O , O_2 и N_2 . В ходе последних столкновений происходит возбуждение или ионизация соударяющегося атома или молекулы; дневное свечение атмосферы (разд. 3.7) является результатом по-



Р и с. 3.8. *a* — начальный интегральный энергетический спектр фотоэлектронов и результирующий равновесный энергетический спектр [79]. *б* — наблюдаемый спектр потока фотоэлектронов [76]. *в* — наблюдаемый энергетический спектр фотоэлектронов; I — поток энергии в $10^8 \text{ эВ/см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{эВ}$, II — поток частиц в $10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$ [81].

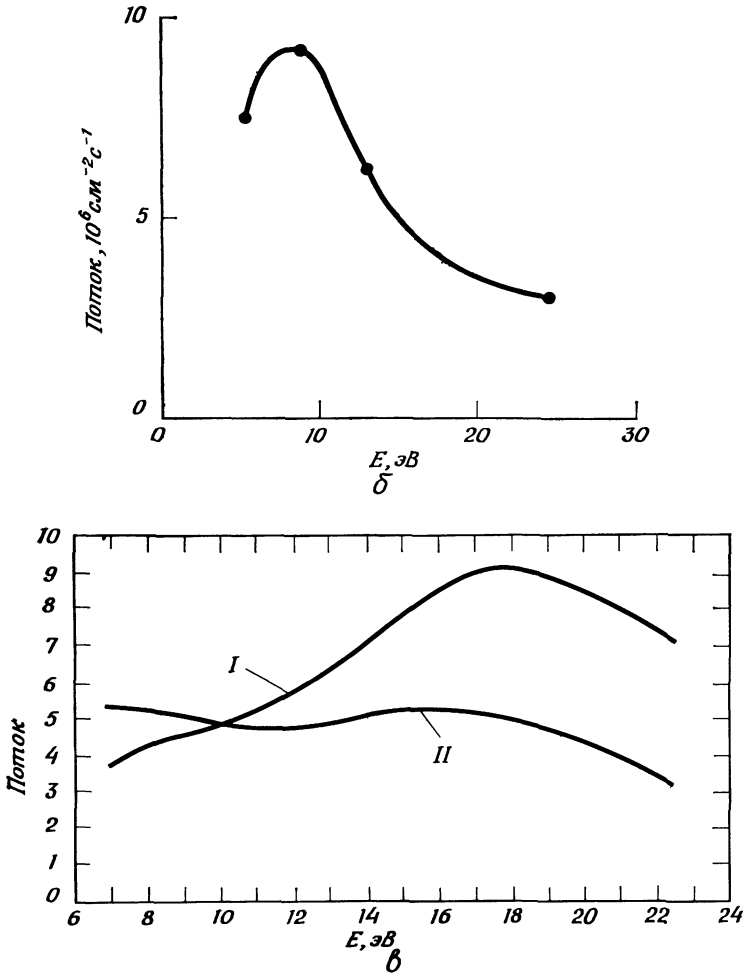


Рис. 3.8, б и в.

добных столкновений. Указанные процессы видоизменяют первоначальный энергетический спектр $p(\epsilon)$ и приводят к весьма отличающемуся равновесному энергетическому спектру $f(\epsilon)$, определяемому, согласно [79], выражением

$$f(\epsilon) = \frac{p(\epsilon)}{d\epsilon/dt + \sum_i \epsilon_i Q_i(\epsilon) (2\epsilon/m)^{1/2} n_i}. \quad (1)$$

Здесь $f(\epsilon)\Delta\epsilon$ обозначает равновесную концентрацию электронов

с энергиями между ϵ и $\epsilon + \Delta\epsilon$; ϵ_i и Q_i соответственно обозначают энергию ионизации и сечение, а n_i — концентрацию i -й составляющей атмосферы. Первый член в знаменателе (1) определяет скорость потерь энергии за счет упругих столкновений с окружающими электронами; его величину можно оценить из формулы, определяющей скорость потерь энергии на 1 см пути:

$$\frac{d\epsilon}{dx} = - n_e \frac{2 \cdot 10^{-12}}{\epsilon} \text{ эВ/см.}$$

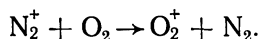
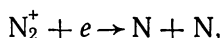
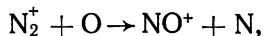
Второй член в знаменателе (1) характеризует потери энергии за счет неупругих столкновений с нейтральными частицами. На рис. 3.8, *а* приведены оценки $f(\epsilon)$ для двух высот: 120 и 156 км; на рис. 3.8, *б* и *в* показаны соответственно энергетические спектры фотоэлектронов — наблюдаемый на спутнике [76], а также полученный методом некогерентного рассеяния радиоволн [81] (см. разд. 3.6.3).

Часть фотоэлектронов, образующихся на высотах больше 300 км, могут покидать ионосферу и перемещаться вдоль силовых линий геомагнитного поля к своим сопряженным точкам. Измерения потока подобных электронов [76] дают значения до $2,5 \cdot 10^8$ электрон/(/см²·с). Воздействие этих электронов на сопряженную область ионосферы обсуждается в разд. 3.7.

3.3. ИОННО-АТОМАРНЫЕ И ИОННО-МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Распределение по высоте концентраций таких составляющих, как O^+ , N_2^+ , O_2^+ , e , O , N , образующихся благодаря процессам фотоионизации и фотодиссоциации, зависит от последующих реакций с другими составляющими атмосферы, а также от динамических процессов, приводящих к переносу этих продуктов.

Например, согласно рис. 3.7, *а*, скорость образования N_2^+ очень велика, однако молекулы N_2^+ являются весьма редкой составляющей ионосферы; это объясняется тем, что молекулы N_2^+ весьма быстро удаляются из ионосферы в результате диссоциативных, а также других реакций:

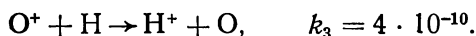
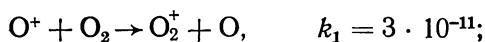


Масс-спектрометры, поднятые на ракетах, зафиксировали, что NO^+ (ионизованная окись азота с молекулярным весом 30) и O_2^+ (молекулярный вес 32) являются основными ионизованными составляющими до высот 160 км; выше этого уровня преобладает ион O^+ (молекулярный вес 16). Молекулы NO^+ являются в основ-

ном побочным продуктом цепочки фотохимических реакций (а не продуктом прямой фотоионизации, за исключением области D) и принадлежат к наиболее распространенным ионам в ионосфере. Ниже мы рассмотрим различные ионно-атомарные и ионно-молекулярные процессы, а также электронно-молекулярные процессы, которые имеют место в ионосфере [86].

3.3.1. ИОННО-АТОМАРНЫЕ И ИОННО-МОЛЕКУЛЯРНЫЕ РЕАКЦИИ

а) Реакции с участием O^+ (k — коэффициент скорости реакций, $\text{см}^3/\text{с}$):

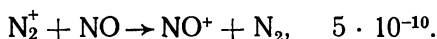
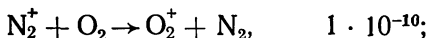
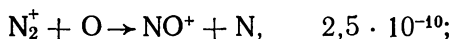


Скорость исчезновения O^+ в смеси H , N_2 и O_2 определяется соотношением

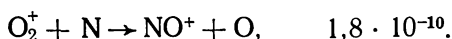
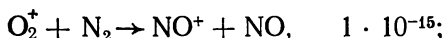
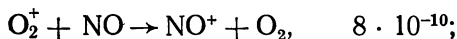
$$\frac{dn(O^+)}{dt} = -k_1 n(O^+) n(O_2) - k_2 n(O^+) n(N_2) - k_3 n(O^+) n(H).$$

Предполагается, что образование O^+ за счет каких-либо фотопроцессов полностью отсутствует; $n(A)$ — концентрация частиц составляющей A . Подобные уравнения справедливы для набора следующих реакций:

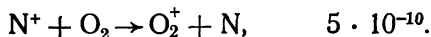
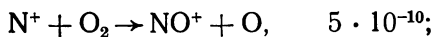
б) Реакции с участием N_2^+ :



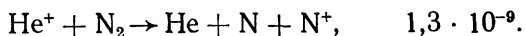
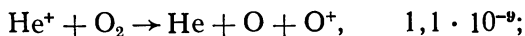
в) Реакции с участием O_2^+ :



г) Реакции с участием N^+ :

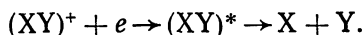


д) Реакции с участием He^+ :

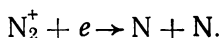
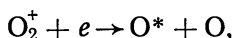
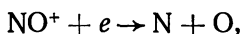


3.3.2. ЭЛЕКТРОННО-МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

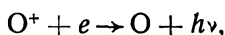
а) *Диссоциативная рекомбинация.* Диссоциативная рекомбинация электронов может быть представлена в общей форме так:



Здесь звездочка обозначает возбужденное состояние молекулы. В ионосфере решающую роль в исчезновении электронов играют следующие процессы диссоциативной рекомбинации, для которых коэффициенты скорости реакций превышают 10^{-7} см³/с:

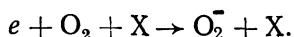


Диссоциативная рекомбинация является гораздо более эффективным процессом исчезновения свободных электронов, чем процесс радиативной рекомбинации типа



для которого коэффициент скорости реакции порядка $5 \cdot 10^{-12}$ см³/с.

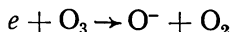
б) *Отрицательные ионы.* Низкоэнергичные (< 1 эВ) электроны могут прилипать к молекулам кислорода:



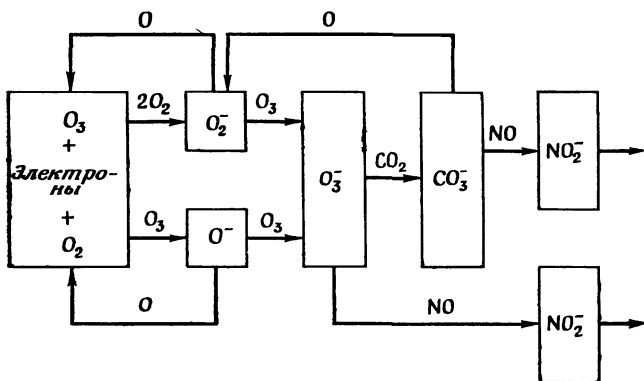
Для $\text{X} = \text{O}_2$ уравнение принимает вид



с коэффициентом скорости реакции порядка 10^{-30} см³/с; подобная реакция может играть сколько-нибудь заметную роль лишь в той области атмосферы, где концентрация O_2 велика. Только что описанный процесс является одной из наиболее важных реакций в области *D* ионосферы. Фергюсон [86] отметил, что процесс



может иметь место в области *D*; коэффициент скорости для него точно не известен. В дневное время электроны могут отлипать от от-



Р и с. 3.9. Возможная цепочка реакций с участием отрицательных ионов O_2^- и O^- . По [86].

рицательных ионов под действием солнечного излучения (фотоотлипание):



Столкновения O_2 и O с другими молекулами могут быть также причиной отлипания (отлипание при столкновениях). Впрочем, в области D могут иметь место и многие другие процессы с участием O_2^- и O^- . Возможная сложная цепочка реакций составлена Фергюсоном [86]; см. рис. 3.9. Обсуждение реакций с отрицательными ионами будет продолжено в разд. 3.5.

3.4. ОСНОВНЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАЗОВ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

3.4.1. СТОЛКНОВЕНИЯ И ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ

Для детальных расчетов различных процессов в верхней атмосфере (скажем, переноса тепла и затухания радиоволн в ионосфере) необходимо точное знание процессов столкновений между различными составляющими атмосферы. Например, в последующих разделах будет показано, что тепловая энергия, переносимая фотозлектронами, являющимися продуктом фотоионизации, передается частично ионам и нейтральным частицам соответственно путем кулоновских столкновений и неупругих взаимодействий. Ионы обмениваются энергией при столкновениях друг с другом; при столкновениях с нейтральными частицами последним также передается энергия. Однако основная часть энергии фотозлектро-

нов теряется за счет кулоновских столкновений с окружающими тепловыми электронами, т. е. электронами, которые уже находятся в тепловом равновесии с основной частью газа. Эта сложная ситуация схематически показана на рис. 3.10 [120, 121]. Рассмотрим частоту столкновений и перенос энергии, обусловленный столкновениями [100, 101].

а) *Столкновение электронов с нейтральным газом и ионами.* На рис. 3.11, а и б показаны сечения столкновений электронов характерных энергий с N_2 и O, а на рис. 3.11, в — сечение столкновений электронов, имеющих максвелловское распределение скоростей для электронной температуры T_e с N_2 , O_2 , O, He и H. Частота столкновений ν_{en} и скорость передачи энергии $d\varepsilon_e/dt$ для электрона, сталкивающегося с нейтральными частицами, определяются формулами

$$\nu_{en} = \frac{4}{3} n_n \left(\frac{8k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \bar{Q}_{De},$$

$$\frac{d\varepsilon_e}{dt} = -4n_e n_n \frac{m_e}{m_n} k \left(\frac{8k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \bar{Q}_{De} (T_e - T_n).$$

Индексы e и n относятся к электронам и нейтральным частицам соответственно, а \bar{Q}_{De} обозначает среднее сечение для переноса импульса:

$$\bar{Q}_{De}(N_2) = (2,82 - 3,41 \cdot 10^{-4} T_e) (T_e^{1/2} \cdot 10^{-17}) \text{ см}^2,$$

$$\bar{Q}_{De}(O_2) = 2,2 \cdot 10^{-16} (1 + 3,6 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2}) \text{ см}^2,$$

$$\bar{Q}_{De}(O) = (3,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2,$$

$$\bar{Q}_{De}(H) = (54,7 - 7,45 \cdot 10^{-3} T_e) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2,$$

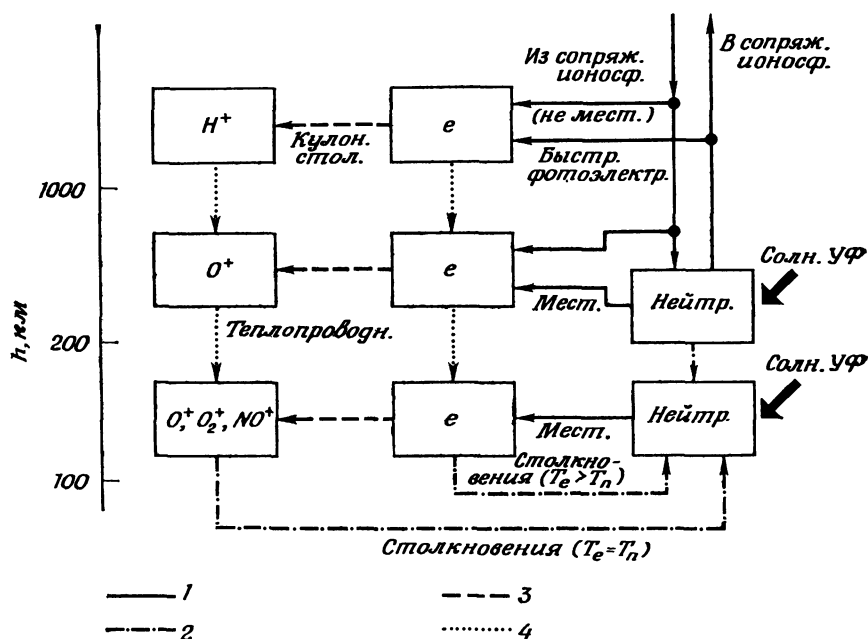
$$\bar{Q}_{De}(\text{He}) = (5,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2.$$

В табл. 3.2 и 3.3 собраны формулы, описывающие частоту столкновений и скорость переноса энергии для электронов в зависимости от электронной температуры.

Таблица 3.2

Частоты столкновений электронов, с^{-1} [100]

N_2 :	$\nu_e = 2,33 \cdot 10^{-11} n(N_2) (1 - 1,21 \cdot 10^{-4} T_e) T_e$
O_2 :	$\nu_e = 1,82 \cdot 10^{-10} n(O_2) (1 + 3,6 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2}) T_e^{1/2}$
O :	$\nu_e = 2,8 \cdot 10^{-10} n(O) T_e^{1/2}$
H :	$\nu_e = 4,5 \cdot 10^{-9} n(H) (1 - 1,35 \cdot 10^{-4} T_e) T_e^{1/2}$
He :	$\nu_e = 4,6 \cdot 10^{-10} n(\text{He}) T_e^{1/2}$



Р и с. 3.10. Процессы переноса тепловой энергии с участием горячих фотоэлектронов в смеси с ионами и нейтральными частицами. Перенос тепла осуществляется: 1 — быстрыми фотоэлектронами, 2 — столкновениями (упругими и неупругими), 3 — кулоновскими столкновениями, 4 — теплопроводностью. По [120, 121].

Таблица 3.3

Скорости потери энергии электронами за счет упругих столкновений, эВ/(см³·с) [100]

N ₂ :	$d\varepsilon_e/dt = -1,77 \cdot 10^{-19} n_e n(N_2) (1 - 1,21 \cdot 10^{-4} T_e) T_e (T_e - T_n)$
O ₂ :	$d\varepsilon_e/dt = -1,21 \cdot 10^{-18} n_e n(O_2) (1 + 3,6 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2}) T_e^{1/2} (T_e - T_n)$
O :	$d\varepsilon_e/dt = -3,74 \cdot 10^{-18} n_e n(O) T_e^{1/2} (T_e - T_n)$
H :	$d\varepsilon_e/dt = -9,63 \cdot 10^{-18} n_e n(H) (1 - 1,35 \cdot 10^{-4} T_e) T_e^{1/2} (T_e - T_n)$
He :	$d\varepsilon_e/dt = -2,46 \cdot 10^{-17} n_e n(He) T_e^{1/2} (T_e - T_n)$

Для потерь энергии при столкновениях с O₂, N₂ и O в [115] приняты следующие выражения:

$$\left(\frac{dT_e}{dt} \right)_O = -10^{-14} n(O) T_e^{1/2} (T_e - T_n),$$

$$\left(\frac{dT_e}{dt}\right)_{N_2} = - \left\{ 7,6 \cdot 10^{-16} T_e + \left(\frac{G\bar{v}}{n(N_2)}\right)_{\text{rot}} \right\} n(N_2) (T_e - T_n),$$

$$\left(\frac{dT_e}{dt}\right)_{O_2} = - 4,7 \cdot 10^{-16} n(O_2) T_e (T_e - T_n).$$

Здесь $\{G\bar{v}n(N_2)\}_{\text{rot}}$ обозначает параметр, характеризующий потери на вращение.

Для столкновений электрон-ион Бэнкс [100, 101] дает выражение

$$\bar{Q}_D = (6,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-5} / T_e^2 \text{ см}^2.$$

б) Столкновения ионов с нейтральным газом. Частота столкновений ν_{in} и скорость передачи энергии $d\varepsilon_i/dt$ для иона, сталкивающегося с нейтральными частицами, даются формулами

$$\nu_{in} = \frac{4}{3} n_n \left(\frac{8k}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{T_i}{m_i} + \frac{T_n}{m_n}\right)^{1/2} \bar{Q}_D,$$

$$\frac{d\varepsilon_i}{dt} = - 3n_i \frac{m_i m_n}{(m_i + m_n)^2} (kT_i - kT_n) \nu_{in}.$$

Здесь \bar{Q}_D обозначает среднее сечение для переноса импульса; оно равно

$$\bar{Q}_D = 13,3 \cdot 10^{-14} \left(\frac{\alpha_0}{\mu_A}\right)^{1/2} \left(\frac{T_i}{A_i} + \frac{T_n}{A_n}\right)^{-1/2} \text{ см}^2.$$

A_i и A_n — массы частиц в атомных единицах массы (а.е.м.), а μ_A — приведенная масса в а.е.м.: $\mu_A = A_i A_n / (A_i + A_n)$.

В табл. 3.4. приведены значения атомной поляризации α_0 .

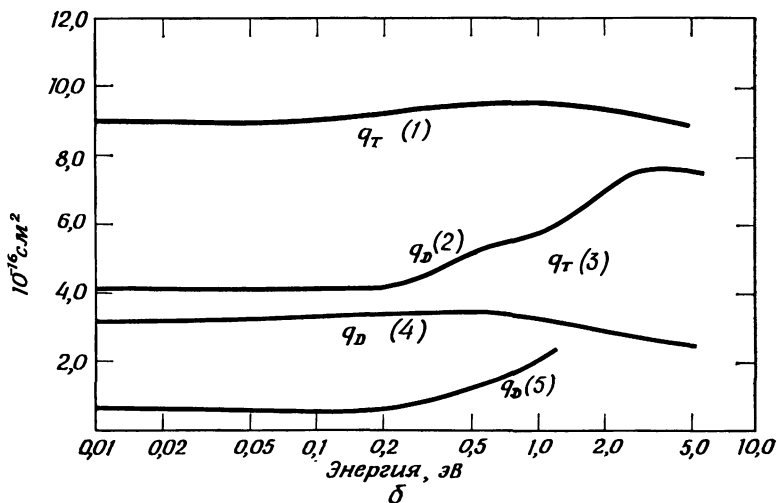
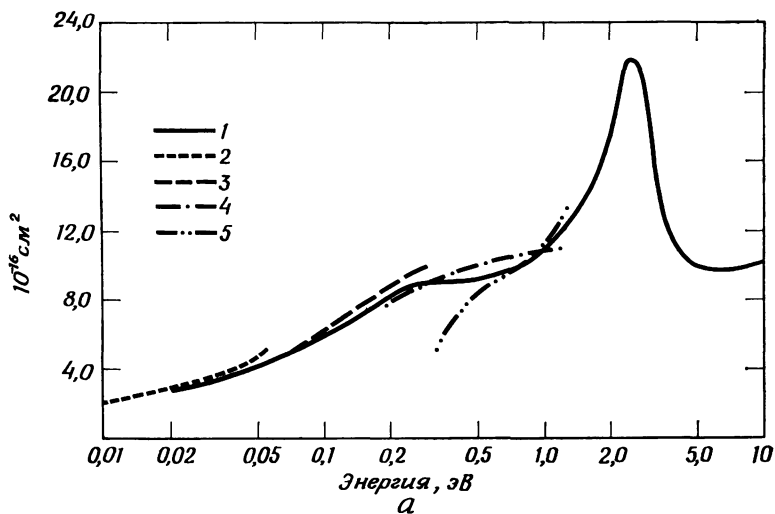
Таблица 3.4

Атомная поляризация [112, 113, 130]

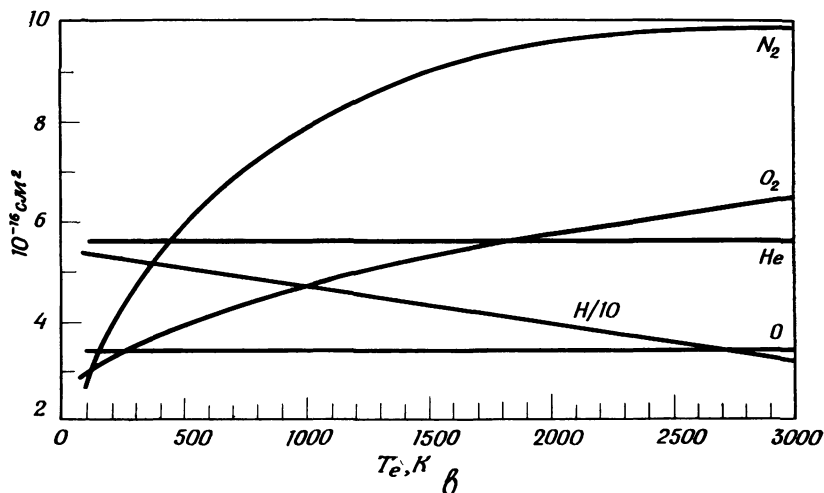
Нейтральный газ	α_0						
	N_2	O_2	H_2	O	H	He	N
(10^{-24} см^3)	1,76	1,60	0,82	0,89	0,67	0,21	1,13

Предполагается, что и ионы, и нейтральный газ имеют максвелловское распределение. Бэнкс [100, 101] свел приведенные выше формулы к выражениям

$$\nu_{in} = 2,6 \cdot 10^{-9} n_n \left(\frac{\alpha_0}{\mu_A}\right)^{1/2} \text{ с}^{-1},$$



Р и с. 3.11. *a* — сечение столкновений электронов с молекулами азота [100, 101]; 1 — Энгельхардт и др. (1964), 2 — Пэк и Фелпс (1961), 3 — Хаксли (1956), 4 — Кромптон и Хаксли (1952), 5 — Кромптон и Ситон (1952). *б* — сечение столкновений электронов с атомами кислорода; q_D — зависящее от скорости сечение переноса импульса, q_T — полное сечение рассеяния [100, 101]; 1 — Клейн и Брукнер (1958), 2 — Темкин (1957), 3 — Нейнабер и др. (1961), 4 — Купер и Мартин (1962), 5 — Бейтс и Мэсси (1947).



σ — среднее сечение переноса импульса электронов при столкновениях с N_2 , O_2 , O , He и H в функции электронной температуры [101].

$$\frac{d\epsilon_i}{dt} = -6,8 \cdot 10^{-13} n_i n_n \frac{(\mu_A \alpha_0)^{1/2}}{A_i + A_n} (T_i - T_n) \text{ эВ}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}).$$

в) Столкновения ион-ион. Среднее сечение переноса импульса \bar{Q}_D и частота столкновений ν_{12} для двух газов, состоящих из ионов 1 и 2, определяются выражениями [100, 101]:

$$\bar{Q}_D = \frac{4,4 \cdot 10^{-6} \ln \Lambda}{\mu_A^2 \left(\frac{T_1}{A_1} + \frac{T_2}{A_2} \right)^2} \text{ см}^2,$$

$$\nu_{12} = 8,4 \cdot 10^{-2} n_2 \frac{(Z_1 Z_2)^2 \ln \Lambda}{\mu_A^2 \left(\frac{T_1}{A_1} + \frac{T_2}{A_2} \right)^{3/2}} \text{ с}^{-1},$$

где $Z_{1,2}$ — соответствующие заряды ионов, а параметр Λ определяется как

$$\Lambda = \frac{2 \bar{\epsilon}}{Z_1 Z_2 e^2} l_D,$$

$\bar{\epsilon}$ — средняя энергия относительного движения двух ионов, l_D — дебаевский радиус:

$$l_D^{-2} = 4\pi e^2 \left(\frac{Z_1 n_1}{kT_1} + \frac{Z_2 n_2}{kT_2} \right).$$

Предполагается, что оба газа имеют максвелловские распределения скоростей.

3.4.2. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Электронная теплопроводность K_e , согласно [99], равна

$$K_e = \frac{3}{4} k n_e v_e \lambda,$$

где

v_e — средняя скорость электронов,

λ — средняя длина свободного пробега электронов.

Банкс предложил записать величину λ для слабо ионизованного газа в виде

$$\lambda = 1 / \sum_j n_j Q_j,$$

где n_j и Q_j — концентрация и сечение для j -й составляющей. Написанное выше уравнение можно переписать в виде

$$\lambda = \frac{\epsilon}{1 + \lambda_c / \lambda_n},$$

здесь λ_c — длина свободного пробега для столкновения электрон-ион, $\lambda_n = 1 / \sum n_n Q_n$. С учетом введенных выше обозначений можно представить K_e в виде

$$K_e = K_i / [1 + K_i \sum (1 / K_n)],$$

причем K_i — электронная теплопроводность полностью ионизованного газа, а K_n — теплопроводность электронов в нейтральном газе, состоящем из n различных компонент (причем столкновениями заряженных частиц пренебрегаем); эти величины даются формулами

$$K_i = 20 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{3/2} k \frac{0,225 (k T_e)^{5/2}}{m_e^{1/2} e^4 \ln \Delta},$$

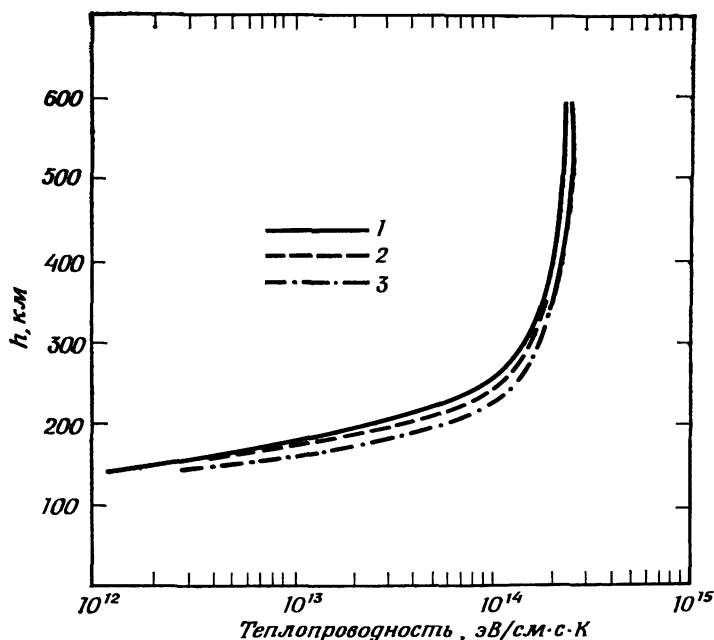
$$K_n = \frac{2}{3} \left(\frac{n_e}{n_n} \right) k \left(\frac{8k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \frac{1}{\bar{Q}_{De}}.$$

Таким образом,

$$K_e = \frac{7,7 \cdot 10^5 T_e^{5/2}}{1 + 3,22 \cdot 10^4 (T_e^2 / n_e) \sum_n n_n \bar{Q}_{De}} \text{ эВ} / (\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{К}).$$

На рис. 3.12 приведена теплопроводность электронного газа в атмосфере. Для очень слабо ионизованного газа

$$K_e = \frac{23,9 n_e T_e^{1/2}}{\sum_n n_n \bar{Q}_{De}} \text{ эВ} / (\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{К}).$$



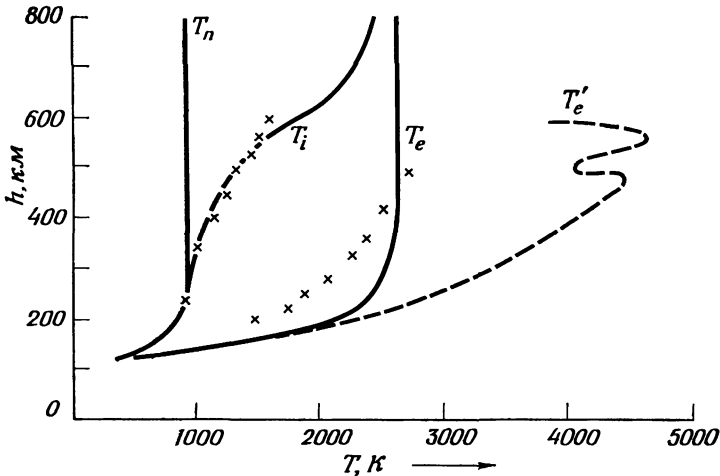
Р и с. 3.12. Теплопроводность электронного газа в атмосфере по [145].
1 — Шкарофски, 2 — Бэнкс, 3 — Уолкер и Рис.

3.4.3. ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОННОГО, ИОННОГО И НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗОВ

Пусть S_e — скорость нагревания электронного газа при столкновениях с фотоэлектронами (разд. 3.4.1). Известно, что этот процесс весьма быстро приводит к максвелловскому распределению скоростей, характеризуемому электронной температурой T_e . Образующийся разогретый электронный газ затем охлаждается за счет столкновений с положительными и нейтральными частицами. Скорость, с которой электронный газ теряет энергию, передавая ее смеси положительных ионов, например O^+ , He^+ и H^+ , определена в разд. 3.4.1. Далгарно, Макэлрой и Уолкер [117] использовали формулу, сходную с приведенной в разд. 3.4.1:

$$L_e = \frac{5 \cdot 10^{-7} (T_e - T_i)}{T_e^{3/2}} n_e [n(O^+) + 4n(He^+) + 16n(H^+)] \text{ эВ / (см}^3 \cdot \text{с)}.$$

Здесь T_i — температура положительных ионов; для простоты предполагается, что она одинакова для всех ионов. Нагретые ионы затем охлаждаются через столкновения с нейтральными частицами. В равновесном состоянии (в предположении, что преобладающим ионом



Р и с. 3.13. Распределение электронной и ионной температур, а также температуры нейтральной составляющей. T'_e — оцененная электронная температура без учета теплопроводности; T_e — температура, определяемая теплопроводностью; T_i и T_n — ионная температура и температура нейтральной составляющей соответственно. Измеренные значения T_e и T_i отмечены значком \times . По [117].

является O^+) ионная температура T_i определяется выражением

$$T_i = T_n + \frac{5 \cdot 10^{-7} (T_e - T_n)}{T_e^{3/2}} n_e^2 \left\{ \frac{5 \cdot 10^{-7} n_e^2}{T_e^{3/2}} + n_e [9 \cdot 10^{-14} n(O) + \right. \\ \left. + 6 \cdot 10^{-14} n(N_2) + 6 \cdot 10^{-15} n(He)] \right\}^{-1}.$$

Электронная температура T_e определяется путем решения уравнения теплопроводности

$$\rho c_p \frac{dT_e}{dt} = \frac{d}{dh} \left(K \frac{dT_e}{dh} \right) + S_e(h) - L_e(h, T_e),$$

где h — высота, K — коэффициент теплопроводности (разд. 3.4.2). В [125] было использовано выражение (см. стр. 178)

$$K^{-1} (= K_e) = K_i^{-1} + K_n^{-1}.$$

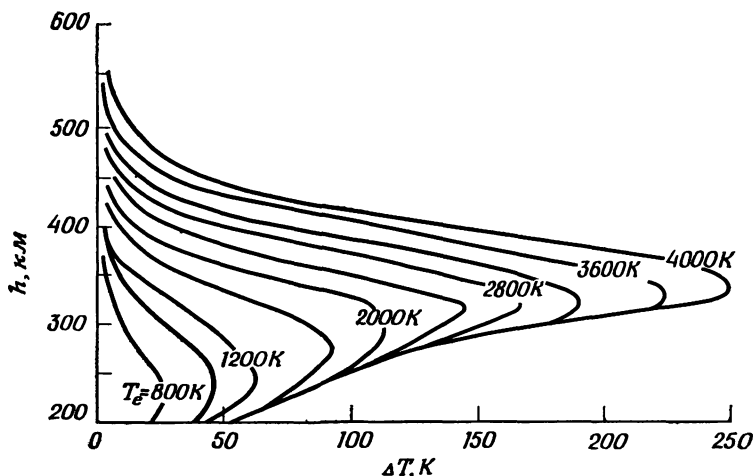
Здесь

$$K_i = 7,7 \cdot 10^5 T_e^{5/2} \sin^2 I \text{ эВ/(см} \cdot \text{с} \cdot \text{К)},$$

K_n — теплопроводность, определяемая столкновениями электронов с нейтральными частицами, равная

$$3,2 \cdot 10^7 (T_e n_e / \nu_{en}) \sin^2 I \text{ эВ/(см} \cdot \text{с} \cdot \text{К)},$$

I — магнитное наклонение.



Р и с. 3.14. Разница температур атомарного водорода и ионов кислорода для различных электронных температур и нейтральной атмосферы с $T = 600\text{ K}$. По [102, 103].

Важность учета теплопроводности в рассматриваемой задаче была впервые отмечена в [125]. В равновесном состоянии

$$dT_e / dt \approx 0.$$

Отсюда

$$-\frac{d}{dh} \left(K \frac{dT_e}{dh} \right) = S_e(h) - L_e(h, T_e).$$

На рис. 3.13 электронная температура T_e , рассчитанная описанным выше способом, а также ионная температура T_i и температура нейтрального газа T_n сравниваются с измеренными значениями; кроме того, приведена электронная температура T_e' , рассчитанная для случая полного отсутствия теплопроводности.

До сих пор предполагалось, что газ ионов (смесь O^+ , H^+ , He^+ и т. д.) характеризуется одним значением температуры. Бэнкс [102, 103] детально исследовал уравнения теплового баланса O^+ , He^+ и H^+ , включив эффекты нагревания электронным газом, охлаждения нейтральным газом, а также обмена энергией между ионами. Он показал, что выше 200 км различные ионы могут иметь существенно различающиеся температуры (рис. 3.14).

3.4.4. ДИФФУЗИЯ

а) *Молекулярная диффузия.* Процесс диффузии оказывает существенное влияние на вертикальное распределение компонент в верхней атмосфере. Средняя относительная скорость двух состав-

ляющих (обозначаемых индексами 1 и 2 соответственно) определяется для вертикальной компоненты ω формулой [99]

$$\omega_1 - \omega_2 = -\frac{n^2}{n_1 n_2} D_{12} \left\{ \frac{\partial (n_1 / n)}{\partial h} + \frac{n_1 n_2 (m_2 - m_1)}{n \rho} \frac{\partial \ln \rho}{\partial h} - \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho \rho} (F_1 - F_2) + \alpha_T \frac{\partial \ln T}{\partial h} \right\}. \quad (1)$$

Здесь

$$D_{12} = \frac{3}{8n \sigma_{12}^2} \left\{ \frac{kT (m_1 + m_2)}{2\pi m_1 m_2} \right\}^{1/2},$$

$\sigma_{12} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)$, σ_i — диаметр i -й частицы,

$n = n_1 + n_2$,

$\rho = n_1 m_1 + n_2 m_2$,

mF — внешняя сила,

α_T — коэффициент термодиффузии.

Выписанное выше уравнение можно упростить для малой составляющей атмосферы, имеющей концентрацию n_1 , так что

$$n = n_1 + n_2 \approx n_2.$$

Предполагая, что шкала высот изменяется линейно с высотой (другими словами, если \bar{m} и g постоянны, то температура меняется линейно с высотой), имеем

$$dH / dh = \beta \quad (2)$$

или

$$\frac{dp}{p} = -\frac{1}{\beta} \frac{dH}{H}, \quad \frac{dn}{n} = -\frac{1+\beta}{\beta} \frac{dH}{H}. \quad (3)$$

Скорость диффузии ω_1 малой составляющей определяется выражением [141]

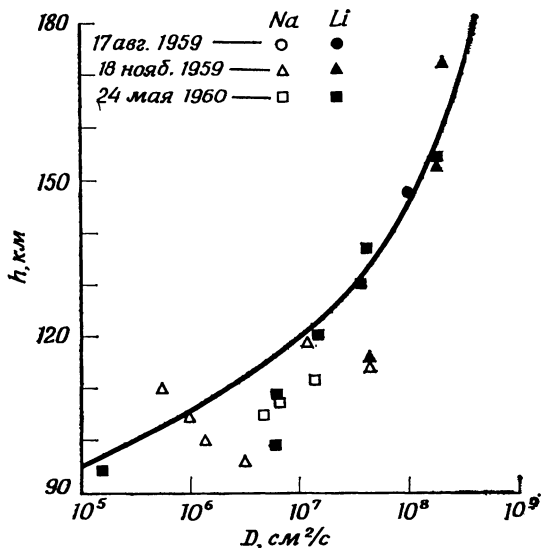
$$\omega_1 = -D \left\{ \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial h} + \left(\beta + \frac{m_1}{m} \right) \frac{1}{H} \right\}. \quad (4)$$

Если процесс начинается при условии полного перемешивания

$$\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial h} \equiv \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial h} = -\frac{1+\beta}{H},$$

скорость диффузии можно записать в виде

$$\omega_1 = \left(1 - \frac{m_1}{m} \right) \frac{D}{H}, \quad (5)$$



Р и с. 3.15. Наблюдаемые и рассчитанные коэффициенты диффузии для Na и Li, сбрасываемых с ракет. Сплошная линия — расчетная кривая. По [139].

причем

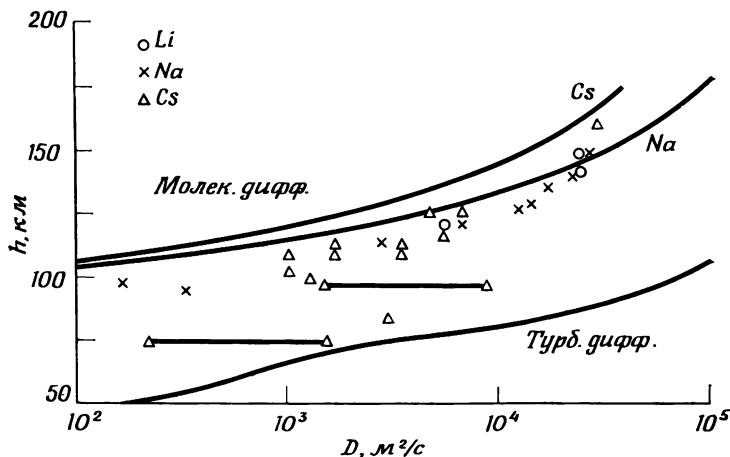
$$D = \frac{3}{4} \frac{1}{(8\pi)^{1/2} \sigma^2} \left(1 + \frac{\bar{m}}{m_1}\right)^{1/2} \frac{g^{1/2} H^{1/2}}{n}.$$

Здесь $\sigma = 3 \cdot 10^{-8}$ см — расстояние, на котором происходит столкновение. С использованием полученного выше выражения для коэффициента диффузии (5) преобразуется к виду

$$\omega_1 = 1,66 \cdot 10^{14} \left(1 + \frac{\bar{m}}{m_1}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{m_1}{\bar{m}}\right) \bar{m} g^{3/2} p^{-1} H^{1/2}. \quad (6)$$

Скорость диффузии направлена вниз, если масса малой составляющей m_1 больше, чем средняя молекулярная масса \bar{m} , и вверх, если $m_1 < \bar{m}$. Выше уровня 100 км молекулярный кислород становится малой составляющей. Его диффузионное перемещение сквозь основную составляющую O можно описать посредством формулы (5). Согласно оценкам Николе, молекулярный кислород диффундирует вниз со скоростью порядка 0,1 см/с на уровне 100 км, 45 см/с на уровне 160 км и 330 см/с на уровне 200 км.

Было предпринято несколько попыток определить коэффициенты диффузии по наблюдениям деформации искусственных облаков,



Р и с. 3.16. Наблюдаемые и рассчитанные (сплошные кривые) коэффициенты диффузии. По [158].

образуемых в верхней атмосфере при помощи ракет [123, 132, 139, 158]. Два примера подобного рода приведены на рис. 3.15 и 3.16. Вычисленные коэффициенты диффузии (относящиеся к случаю диффузии в азоте) для различных высот хорошо согласуются с наблюдениями на высотах больше 120 км. Однако ниже этого уровня имеются существенные различия, объясняемые наличием дополнительной диффузии. Бламон и Барат [106] показали, что, когда натриевое облако образуется непрерывным выбросом с ракеты испаряемого вещества на высотах около 80 км, облако деформируется вследствие турбулентности и приобретает вид кучевого облака; однако выше 105—120 км подобный вид искусственного облака уже не характерен, причем эта граница выявляется достаточно отчетливо. Указанный уровень часто именуется *турбопаузой*.

Для атмосферы из многих компонент, находящейся в диффузионном равновесии, уравнение при наличии равновесного градиента плотности i -й составляющей определяется выражением [99]

$$\frac{dn_i}{dh} = -\frac{n_i}{H_i} - \left(1 + \alpha_{Ti}\right) \frac{n_i}{T} \frac{dT}{dh} + \sum_{j \neq i} \frac{n_j \varphi_j - n_j \varphi_i}{ND_{ij}}.$$

Здесь D_{ij} — коэффициент взаимной диффузии, N — полная концентрация частиц, T — температура, а H_i , α_{Ti} , φ_i — соответственно шкала высот, коэффициент термодиффузии и вертикальный поток i -й компоненты.

Рассмотрим в качестве примера смесь O , O_2 и N_2 (обозначаемые индексами 1, 2 и 3 соответственно). Пренебрегая термодиффузией,

т. е. полагая $\alpha_{T_i} = 0$, получаем, что поток O и O_2 можно выразить следующим образом [110]:

$$\varphi_i = -D'_i \left(\frac{dn_i}{dh} + \frac{n_i}{H_i} + \frac{n_i}{T} \frac{dT}{dh} \right).$$

Здесь

$$D'_1 = ND_{13} / (n_1 D_{13} / 2D_{12} + n_2 D_{13} / D_{12} + n_3),$$

$$D'_2 = ND_{23} / (n_1 D_{23} / D_{12} + 2n_2 D_{23} / D_{12} + n_3).$$

б) *Турбулентная диффузия.* Диффузия ниже уровня турбопаузы в значительной степени определяется турбулентностью, что можно учесть, добавив в выражение для φ_i дополнительный член

$$-D_{ed} \left(\frac{dn_i}{dh} + \frac{n_i}{H_{av}} + \frac{n_i}{T} \frac{dT}{dh} \right).$$

Тогда уравнения, описывающие вертикальные градиенты плотности O и O_2 , приобретают вид

$$\frac{dn_1}{dh} = -\frac{n_1}{D'_1 + D_{ed}} \left(\frac{D'_1}{H_1} + \frac{D_{ed}}{H_{av}} \right) - \frac{n_1}{T} \frac{dT}{dh} - \frac{\varphi_1}{D'_1 + D_{ed}},$$

$$\frac{dn_2}{dh} = -\frac{n_2}{D'_2 + D_{ed}} \left(\frac{D'_2}{H_2} + \frac{D_{ed}}{H_{av}} \right) - \frac{n_2}{T} \frac{dT}{dh} - \frac{\varphi_2}{D'_2 + D_{ed}}.$$

Здесь D_{ed} — коэффициент турбулентной диффузии, а H_{av} — шкала высот, определяемая с учетом средней массы частиц атмосферы.

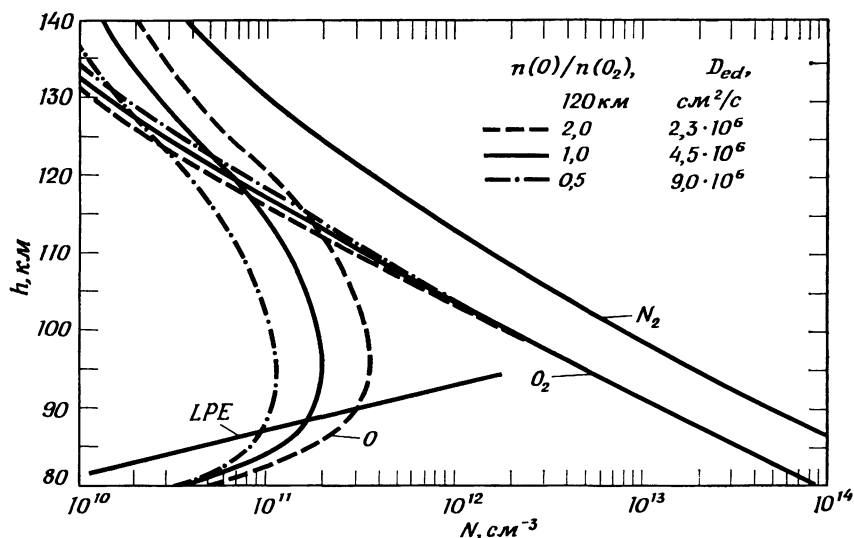
Коэффициент турбулентной диффузии можно оценить из данных наблюдений химического состава атмосферы. Таким путем Коут [111] получил значение $2 \cdot 10^7$ см²/с для высотного интервала 100—106 км. В [110] получено значение коэффициента турбулентной диффузии путем измерения отношения $n(O)/n(O_2)$ на высоте ~ 120 км. Оно оказалось порядка 1, откуда значение коэффициента турбулентной диффузии оказывается порядка $4,5 \cdot 10^6$ см²/с. На рис. 3.17 приведено распределение O , O_2 и N_2 для различных значений коэффициента турбулентной диффузии.

3.5. ХИМИЯ ИОНОВ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

В статической атмосфере изменение со временем концентрации $n(A)$ составляющей A определяется как

$$\frac{dn(A)}{dt} = P(A) + C(A) - L(A). \quad (1)$$

Здесь $P(A)$ — скорость фотоионизации, а $C(A)$ и $L(A)$ — соответственно скорость образования и скорость потерь при химичес-



Р и с. 3.17. Вертикальное распределение O , N_2 и O_2 для различных значений коэффициента вертикальной турбулентной диффузии. LPE — локальное фотохимическое равновесие. По [110].

ких процессах. Приведенное выше уравнение можно переписать в виде

$$\frac{dn(A)}{dt} = P(A) + \eta_{LM} n(L) n(M) - l_{AP} n(A) n(P),$$

где η_{LM} — коэффициент скорости реакции, определяющей возникновение составляющей A в ходе химической реакции между компонентами L и M ; l_{AP} — коэффициент скорости реакции, вызывающей потерю составляющей A в ходе химической реакции между компонентами A и P .

В равновесном состоянии, а именно в условиях фотохимического равновесия,

$$P(A) + \eta_{LM} n(L) n(M) - l_{AP} n(A) n(P) = 0,$$

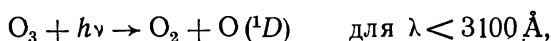
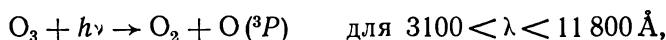
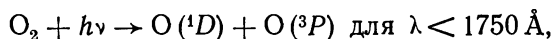
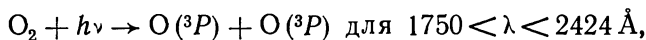
$$P(B) + \eta_{ST} n(S) n(T) - l_{BQ} n(B) n(Q) = 0,$$

⋮

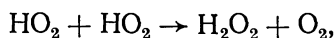
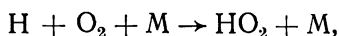
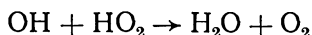
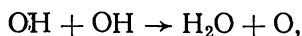
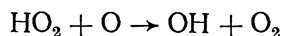
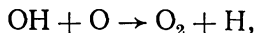
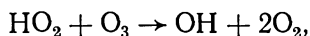
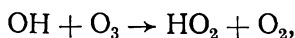
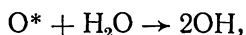
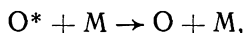
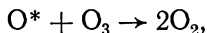
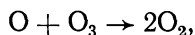
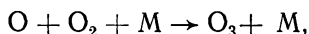
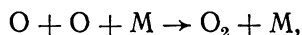
Теперь обратимся к исследованию основных процессов, происходящих на различных высотах в верхней атмосфере.

3.5.1. ОЗОНОСФЕРА

Фотохимия озона была впервые рассмотрена Чепменом [179] и затем обсуждалась многими исследователями. Проблема эта оказалась значительно сложнее, чем представлялось вначале, поскольку стало ясно, что необходимо принимать во внимание не только частицы O_2 , O_3 , $O(^1D)$ и $O(^3P)$, но и H , HO_2 , OH , H_2 , H_2O , H_2O_2 на некоторых высотах [167, 200, 208]. В частности, Хант рассмотрел 22 реакции, которые следуют за основными фотохимическими реакциями:



Позднее Лёви [208] выделил из этих 22 реакций 15 основных:



Распределение различных молекул и атомов было подробно рассмотрено Хантом [200]. Согласно его расчетам, максимум концентрации озона приходится на уровень немного выше 30 км. Однако наблюдаемый максимум в общем располагается между 25 и 30 км. Озон оказывает существенное влияние на погодные условия в тропосфере и стратосфере. Как будет показано в разд. 4.3, поглощение солнечного излучения озоном играет существенную роль в возбуждении атмосферных приливов. Суточные, сезонные и долготные вариации концентрации озона были недавно обсуждены Лондоном [209]. Атомарный водород, образующийся в этой области атмосферы из водяного пара океана, диффундирует вверх и становится основной составляющей экзосферы (разд. 3.6); молекулы ОН вблизи мезопаузы, наблюдаемые в дневном свечении неба, являются еще одним вторичным продуктом.

Недавно Шимазаки и Лэйрд [244] пересмотрели распределение по высоте 14 малых составляющих, приняв во внимание молекулярную и турбулентную диффузии. Их решения, учитывающие также временные вариации, показаны на рис. 3.18, *a*, *b*, *v*, *г*.

3.5.2. ИОНОСФЕРА

а) *Обице представления.* Если заряженными частицами в ионосфере являются электроны и ионы одного сорта, а их образование определяется главным образом процессами фотоионизации и рекомбинации, то уравнения (1) из разд. 3.5 можно переписать так:

$$dn_i / dt = P - \alpha_{ie} n_i n_e,$$

$$dn_e / dt = P - \alpha_{ie} n_i n_e,$$

$$n_i = n_e,$$

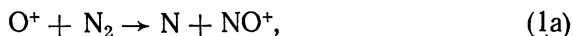
причем α_{ie} — коэффициент ионно-электронной рекомбинации. В равновесном состоянии мы имеем

$$n_e = n_i = \sqrt{P / \alpha_{ie}}.$$

Здесь $P(\chi) = P_0 \cos \chi$, и если α_{ie} не зависит от высоты, то концентрации как ионов, так и электронов пропорциональны $\sqrt{\cos \chi}$. Концентрация электронов измеряется посредством радиометодов; полученные данные свидетельствуют, что максимум электронной концентрации в области *E* хорошо согласуется с предсказанной зависимостью $\sqrt{\cos \chi}$ (разд. 4.5). Однако в области *F* экспериментальные данные явно противоречат этому закону.

Как правило, в ионосфере скорость потерь можно описать, используя коэффициенты $\alpha_{эфф}$ или $\beta_{эфф}$, представляющие эффективный коэффициент рекомбинации и эффективный коэффициент прилипания соответственно.

Например, при выполнении условия точного баланса образования и потерь какой-либо составляющей [258]



имеем

$$\beta_1 n(\text{N}_2) n(\text{O}^+) = \alpha_1 n(\text{NO}^+) n_e$$

и

$$\frac{n(\text{O}^+)}{n(\text{NO}^+)} = \frac{\alpha_1 n_e}{\beta_1 n(\text{N}_2)},$$

где α_1 — коэффициент диссоциативной рекомбинации, а β_1 — коэффициент реакции перезарядки ион — атом. Если баланс определяется реакциями типа



то

$$\frac{n(\text{O}^+)}{n(\text{O}_2^+)} = \frac{\alpha_2 n_e}{\beta_2 n(\text{O}_2)}.$$

В нижней части области F , где $n(\text{NO}^+)$, $n(\text{O}_2) \gg n(\text{O}^+)$, реакции (1б) и (2б), происходящие медленнее, чем (1a) и (2a), контролируют общую скорость протекания процесса. Таким образом, скорость потерь определяется соотношением

$$L = \{\alpha_1 n(\text{NO}^+) + \alpha_2 n(\text{O}_2^+)\} n_e$$

или

$$L = \alpha_{\text{эфф}} n_e^2,$$

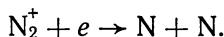
причем

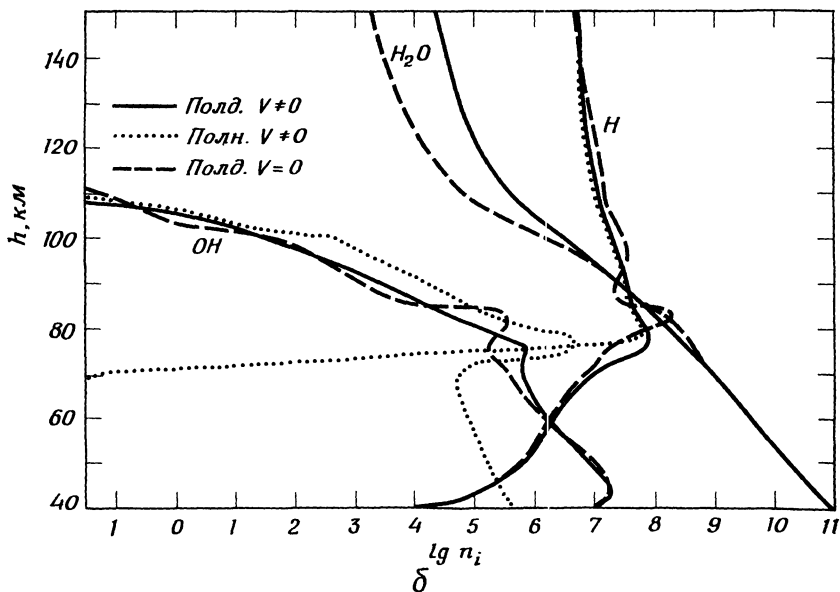
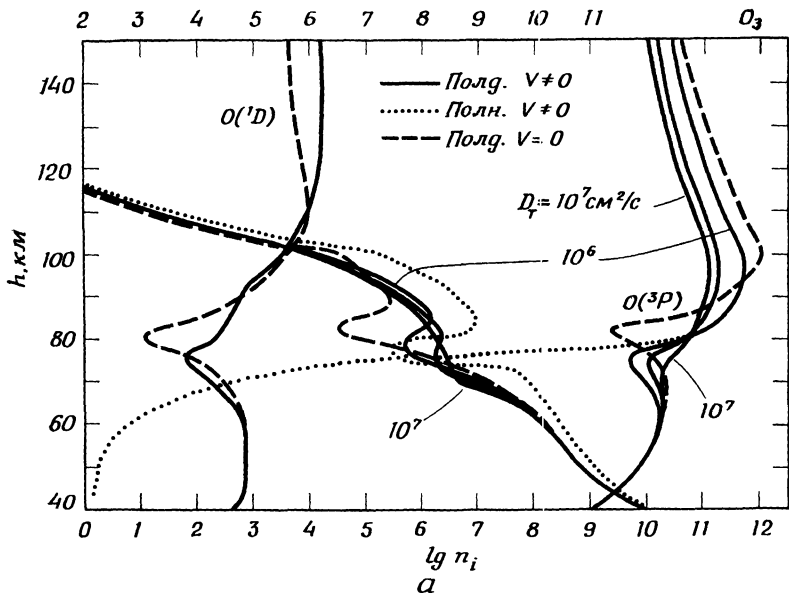
$$\alpha_{\text{эфф}} = \frac{\alpha_1 n(\text{NO}^+) + \alpha_2 n(\text{O}_2^+)}{n(\text{NO}^+) + n(\text{O}_2^+)}.$$

Можно сказать, что в общем реакция относится к рекомбинационному типу. В области E ионосферы имеем

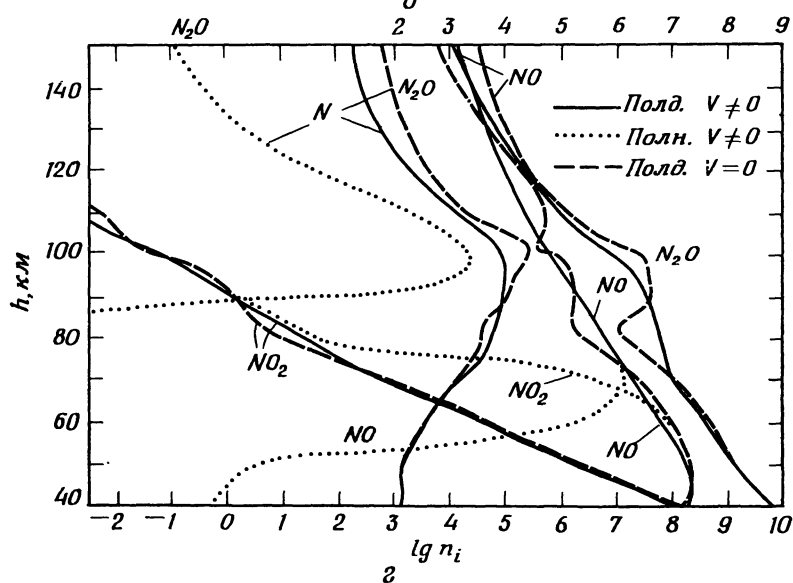
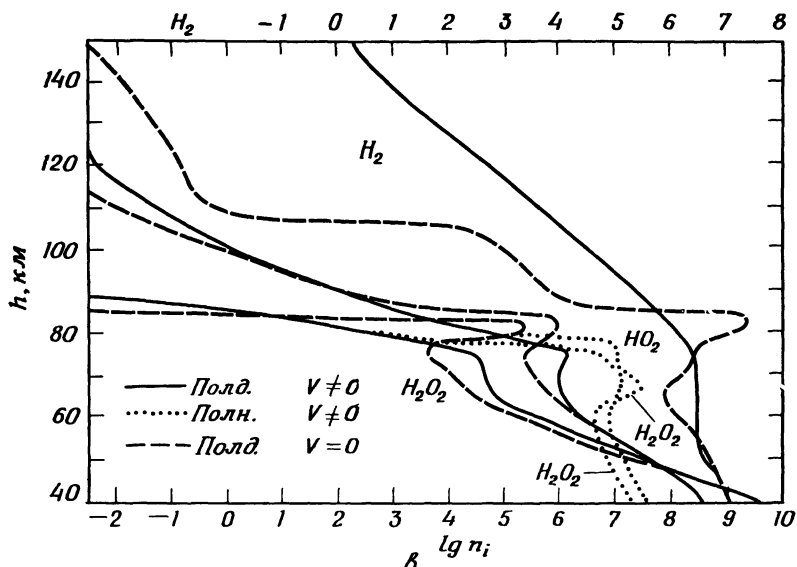
$$\alpha_{\text{эфф}} = \frac{\alpha_1 n(\text{NO}^+) + \alpha_2 n(\text{O}_2^+) + \alpha_3 n(\text{N}_2^+)}{n(\text{NO}^+) + n(\text{O}_2^+) + n(\text{N}_2^+)},$$

где α_3 обозначает коэффициент скорости реакции

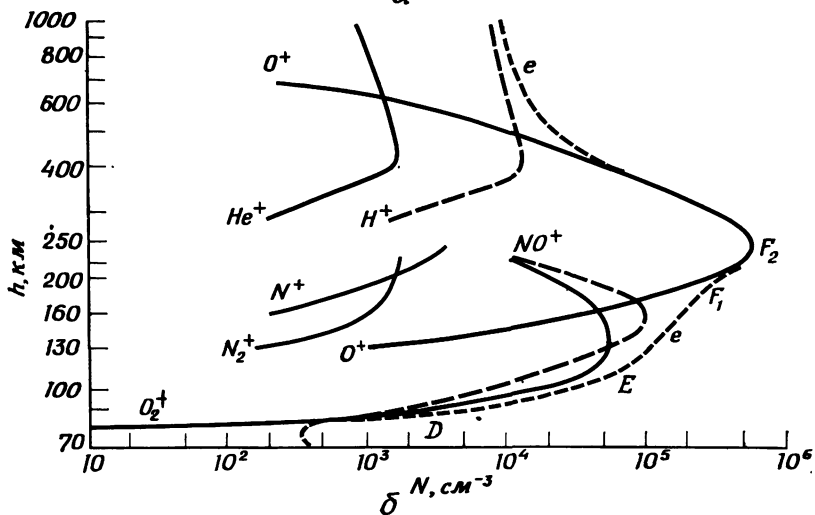
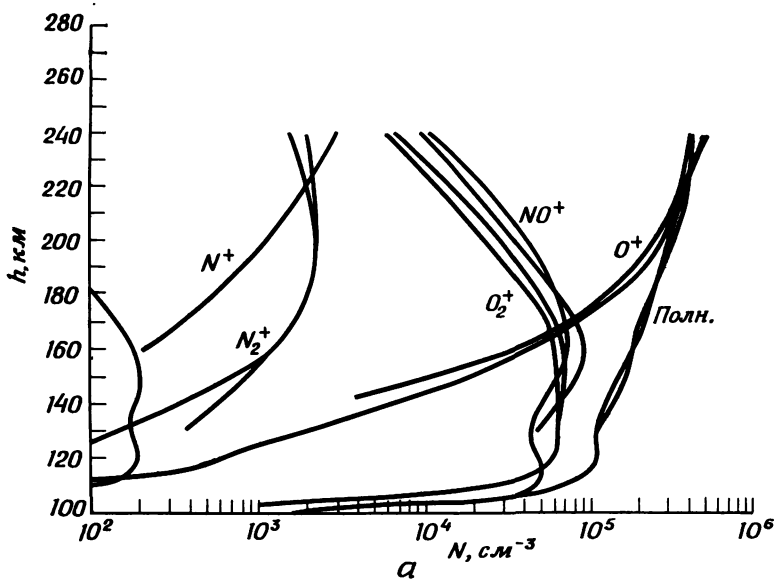




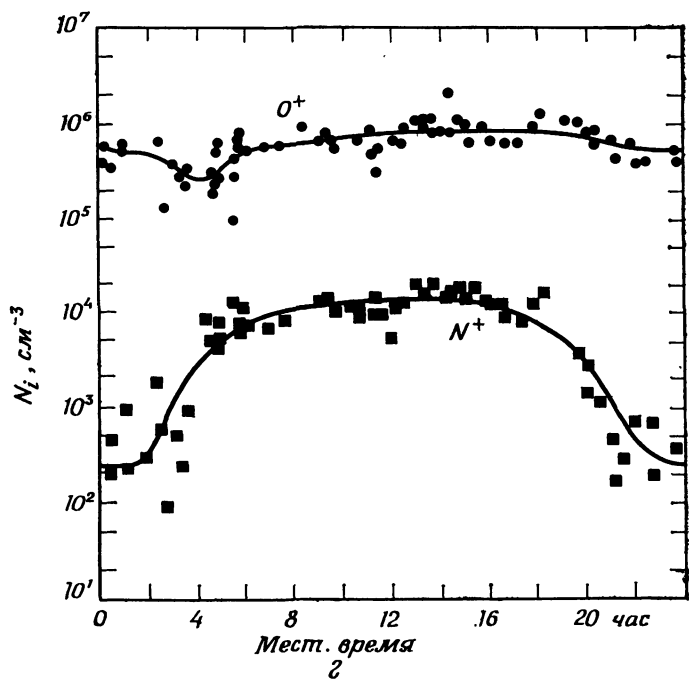
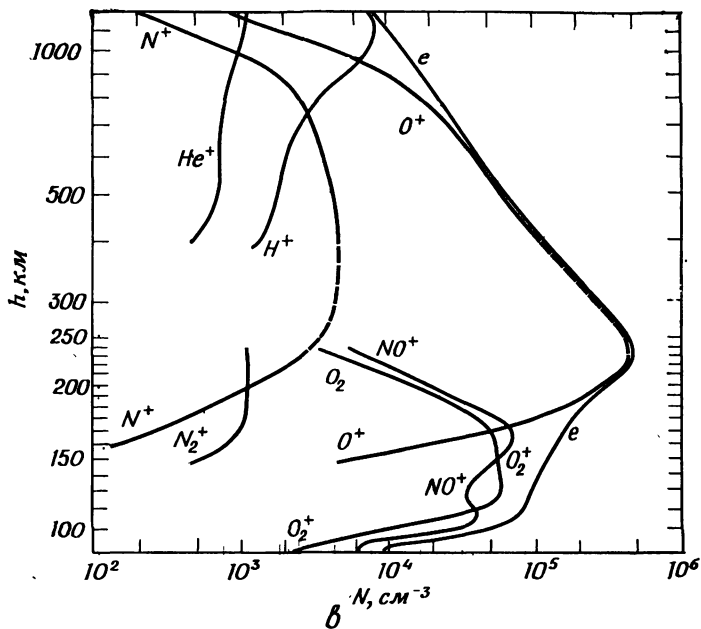
Р и с. 3.18. Распределение различных ионов, молекул и атомов, образуя Сплошные кривые соответствуют полуденным профилям для трех динамичес на высоте 40 км и $2 \cdot 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ на высоте 100 км и изменяется линейно филам для динамической модели с меняющимся значением D_{ed} . Пунктирные ствни молекулярной или турбулентной диффузии. a — изменение с высотой и H_2O ; δ — изменение с высотой плотностей H_2 , NO_2 и H_2O_2 ;



шихся в результате фотохимических реакций озона во влажной атмосфере. ких моделей (коэффициент турбулентной диффузии $D_{ed} = 10^8, 10^7$ и $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ между этими высотами). Точечные кривые соответствуют полуночным про- кривые — полуденные профили для статической модели при полном отсут- плотностей $O(^3P)$, $O(^1D)$ и O_3 ; δ — изменение с высотой плотностей H , OH z — изменения с высотой плотностей N , NO , NO_2 , N_2O . По [244].



Р и с. 3.19. a — вычисленное распределение основных ионных компонент, образующихся в результате фотодиссоциации, фотоионизации и последующих химических процессов; по [71]; b — вычисленное распределение основных ионных составляющих; по [60]; e — наблюдаемое распределение различных положительных ионов в верхней атмосфере; по [203]; z — суточная вариация плотности ионов O^+ и N^+ вблизи максимума слоя F (270—320 км); магнитная широта 40 — 50° , июнь — октябрь 1966; по [175].



Здесь скорость потерь электронов также может быть записана в виде $\alpha_{\text{эфф}} n_e^2$, и в общем реакция также относится к рекомбинационному типу.

С другой стороны, в верхней части области F , где $n(\text{O}^+) \gg n(\text{NO}^+)$ или $n(\text{O}_2^+)$, реакции (1а) и (2а), протекающие медленнее, чем реакции (1б) и (2б), определяют результирующую скорость процесса. В этом случае

$$L = \{\beta_1 n(\text{N}_2) + \beta_2 n(\text{O}_2)\} n(\text{O}^+),$$

или, поскольку $n(e) \approx n(\text{O}^+)$,

$$L = \beta_{\text{эфф}} n(e),$$

причем

$$\beta_{\text{эфф}} = \beta_1 n(\text{N}_2) + \beta_2 n(\text{O}_2).$$

Когда скорости потери электронов можно записать в форме $\beta_{\text{эфф}} n_e$, то такую реакцию относят к типу прилипания.

Соответствующие значения коэффициентов скорости реакций даны Ионизавой [258]:

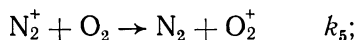
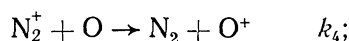
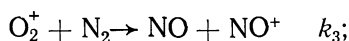
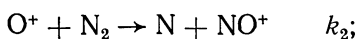
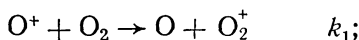
$$\alpha_1 = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с},$$

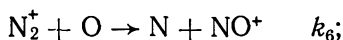
$$\beta_1 = 3 \cdot 10^{-12},$$

$$\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-8},$$

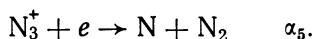
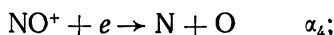
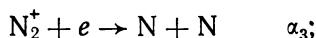
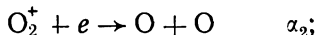
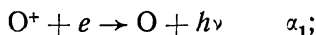
$$\beta_2 = 2 \cdot 10^{-12}.$$

б) *Области E и F.* Хотя проведенное выше обсуждение выявляет простейшие процессы, происходящие в областях E и F , высотное распределение каждой компоненты невозможно исследовать, не прибегая к совместному решению уравнений, которые охватывают все возможные реакции. Для этого необходимо знать интенсивность солнечного ультрафиолетового и рентгеновского излучения на границе атмосферы, состав атмосферы, а также коэффициенты скоростей реакций и их зависимость от температуры. Ниже приводятся для примера результаты, полученные Матуурой [71], который рассмотрел следующие ионные реакции (разд. 3.3):





Кроме того, Матуура учел процессы рекомбинации



В результате в равновесном состоянии уравнения фотохимического равновесия для нейтральных составляющих (n_i), O ($i = 1$), O₂ ($i = 2$) и N₂ ($i = 3$), ионных составляющих (N_j), O⁺ ($j = 1$), O₂⁺ ($j = 2$), N₂⁺ ($j = 3$), NO⁺ ($j = 4$) и N₃⁺ ($j = 5$) и концентраций электронов n_e приобретают вид

$$P_1 - k_1 n_2 N_1 - k_2 n_3 N_1 + k_4 n_1 N_3 - \alpha_1 N_1 n_e = 0,$$

$$P_2 + k_1 n_2 N_1 - k_2 n_3 N_2 + k_5 n_2 N_3 - \alpha_2 N_2 n_e = 0,$$

$$P_3 - k_4 n_1 N_3 - k_5 n_2 N_3 - k_6 n_1 N_3 - k_7 n_2 N_3 - k_8 n_3 N_3 - \alpha_3 N_3 n_e = 0,$$

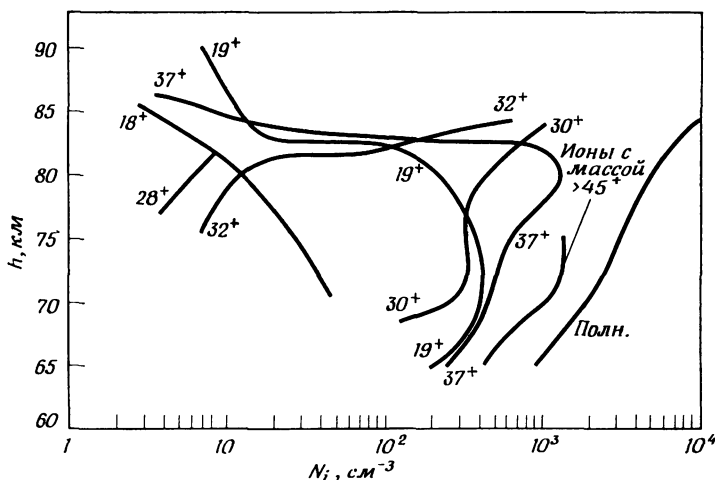
$$k_2 n_3 N_1 + k_3 n_3 N_2 + k_6 n_1 N_3 + k_7 n_2 N_3 - \alpha_4 N_4 n_e = 0,$$

$$k_8 n_3 N_3 - \alpha_5 N_5 n_e = 0,$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 = n_e$$

При этом распределение по высоте величин P_1 , P_2 и P_3 принято согласно разд. 3.2.2, б.

Полученную систему уравнений Матуура [71] решил численно; результат приведен на рис. 3.19, а. На рис. 3.19, б показаны результаты аналогичного исследования Донахью [183]. Подобные оценки могут быть проверены сопоставлением с распределением по высоте различных ионов и электронов, полученным при помощи ракетного масс-спектрометра [203] (см. рис. 3.19, в). Рассчитанное и наблюдаемое распределения положительных ионов согласуются очень хорошо. На рис. 3.19, г показаны суточные вариации двух преобладающих ионов O⁺ и N⁺ — в области высот 270—320 км летом и осенью в средних широтах, измеренные посредством масс-спектрометра на спутнике «Эксплорер-32» [174.]



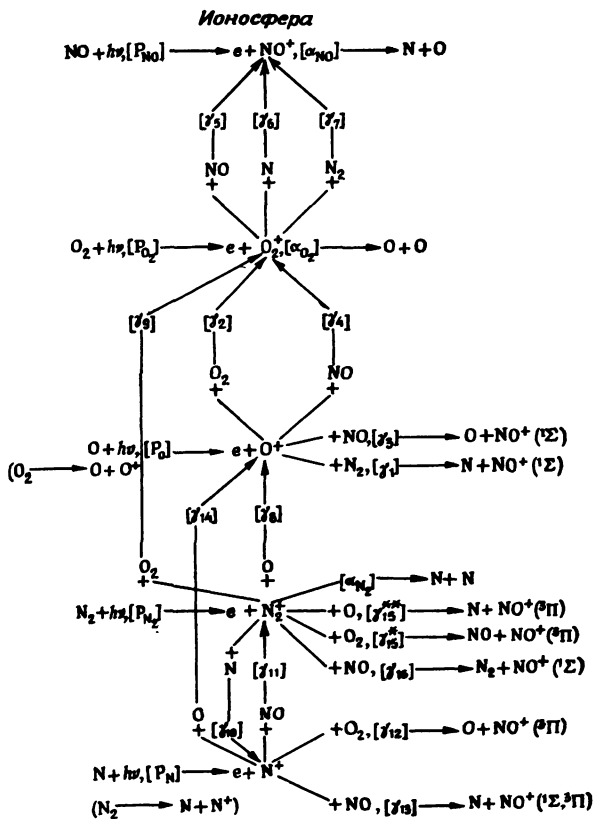
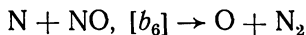
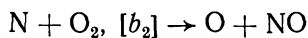
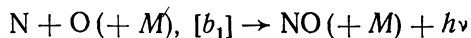
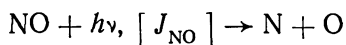
Р и с. 3.20. Наблюдаемое распределение положительных ионов в нижней ионосфере. По [223].

Реальное распределение ионов и электронов в ионосфере, особенно в области F , в общем отклоняется от распределения при химическом равновесии, обсужденном в данном разделе, и не может быть объяснено без привлечения различных динамических эффектов. Вдоль силовых линий геомагнитного поля существуют восходящие и нисходящие потоки ионов и электронов; воздействия этих потоков будут рассмотрены в разд. 3.6.

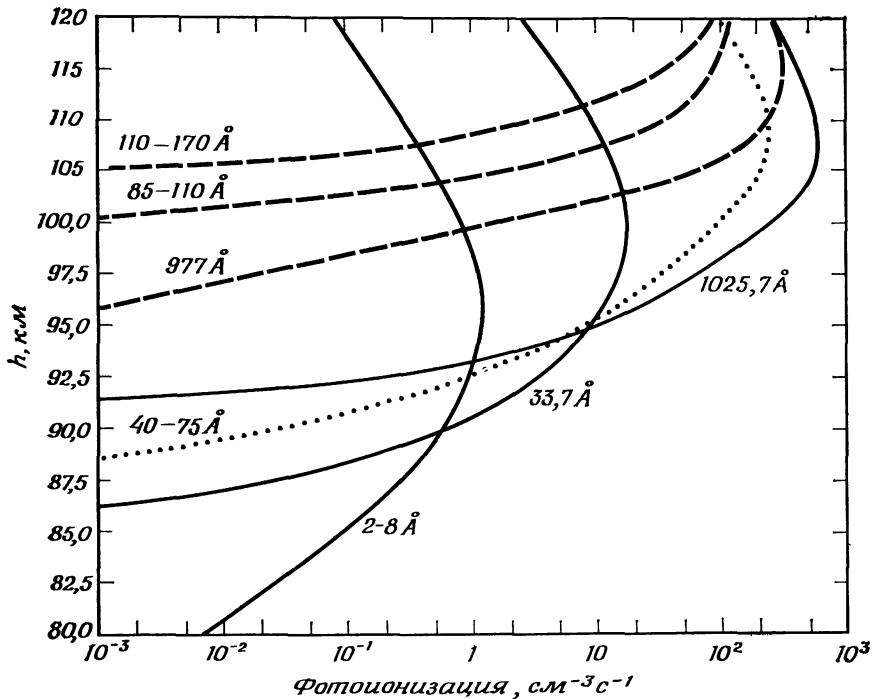
В дневное время ионосфера становится одним из главных источников, поставляющих плазму в плазмосферу и другие области магнитосферы. С другой стороны, в ночные часы плазмосфера превращается в источник ионизации, поддерживающий существование ночной области F . Упомянутые выше потоки частично контролируются конфигурацией магнитного поля внутри магнитосферы. Динамические эффекты, связанные с ветрами в ионосфере, будут обсуждены в разд. 4.5.

в) *Область D*. Эта область ионосферы формируется солнечным излучением, проникающим достаточно глубоко в земную атмосферу. Николе [224] предположил, что в этой области основной ионизирующей радиацией является солнечное излучение La , которое ионизует NO , но не O , O_2 или N_2 (см. табл. 3.1). Атмосфера выше области D относительно прозрачна для La -излучения (см. рис. 3.2). Установленные на ракетах масс-спектрометры позволили определить, что ион NO^+ (масса 30) является одним из основных ионов в области D (рис. 3.20). Хантен и Макэлрой [201] предположили, что важным источником NO является O_2 в метастабильном состоянии $a^1\Delta_g$ благодаря реакции

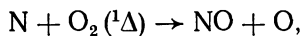
Хемосфера



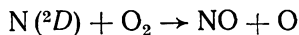
Р и с. 3.21. Цепочка реакций, ведущих к образованию ионов NO^+ в нижней атмосфере. По [225, 226].



Р и с. 3.22. Скорость фотоионизации для нескольких интервалов длин волн близ $\text{L}\alpha$ и в рентгеновской области [170].

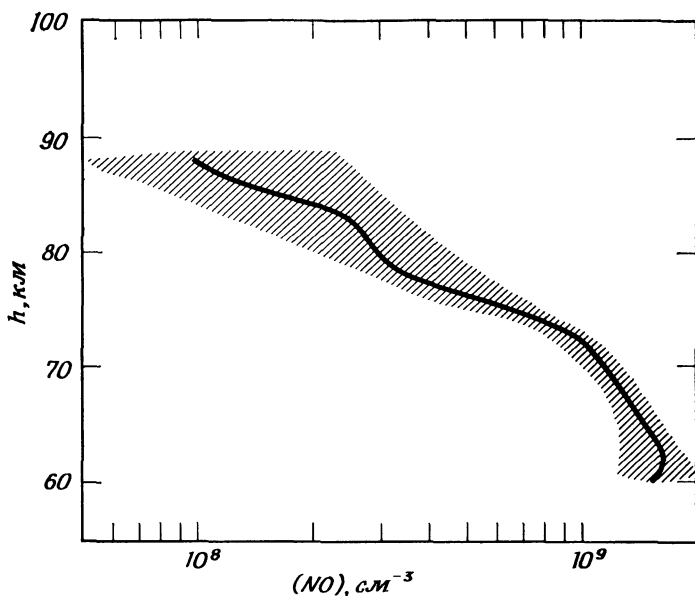


причем этот же процесс является и важным источником ионов O_2^+ в области D . С другой стороны, Нортон и Барт [228] продемонстрировали, что реакция



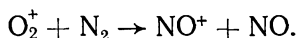
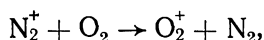
достаточна для объяснения наблюдаемой концентрации NO , свидетельствуя, что существенная доля атомарного азота образуется в состоянии 2D .

Николе [224] показал, что, помимо прямой фотоионизации молекул NO , к образованию NO^+ приводят еще некоторые ионно-молекулярные и атомарные процессы, объединяемые в сложную цепочку реакций, показанную на рис. 3.21. В [170] предположено, что в годы минимума солнечной активности ионизация в области D поддерживается излучением $\text{L}\alpha$ и рентгеновскими лучами в интервалах длин волн $977-1025,7 \text{ \AA}$ и $2-8, 33,7 \text{ \AA}$ соответственно



Р и с. 3.23. Распределение молекул NO в области D ионосферы. По [229].

(рис. 3.22). Два основных продукта ионизации O_2^+ и N_2^+ превращаются в NO^+ посредством реакций



Эти предположения могут быть проверены путем одновременных измерений концентраций NO и NO^+ и последующего сопоставления с теоретическими предсказаниями. Наблюдения свечения дневного неба [229] дали возможность определить высотное распределение концентрации NO (рис. 3.23). Николе и Эйкин [227] высказали предположение, что, помимо фотоионизации NO, существенную роль играет также фотоионизация натрия и других щелочных металлов, а также ионизация составляющих атмосферы космическими лучами.

Химия области D значительно усложняется процессами прилипания электронов к кислороду, что ведет к образованию O_2^- и O^- . Ряд процессов, в которых принимает участие ион O_2^- , упомянут в разд. 3.3.2, б. Уравнения для электронов и отрицательных ионов могут быть, согласно [234], записаны следующим образом:

$$dn_e / dt = P + \rho N^- + \kappa n' N^- - an^2 n_e - \alpha_d n_e N^+,$$

$$dN^-/dt = an^2 n_e - \rho N^- - \kappa n' N^- - \alpha_i N^- N^+.$$

В этих уравнениях

n_e — концентрация электронов,

N^+ — концентрация положительных ионов,

N^- — концентрация отрицательных ионов,

n — концентрация молекулярного кислорода,

n' — полная концентрация молекул,

ρ — коэффициент скорости фотоотлипания,

κ — коэффициент отлипания за счет столкновений,

a — коэффициент прилипания при тройных столкновениях,

α_d — коэффициент диссоциативной рекомбинации,

α_i — коэффициент взаимной нейтрализации,

P — скорость образования электронов первичной ионизацией.

Мы имеем

$$N^+ = n_e + N^-,$$

и можем написать

$$\lambda = N^- / n_e,$$

а также

$$N^- = \lambda n_e, \quad N^+ = (1 + \lambda) n_e.$$

Уравнения для электронов и отрицательных ионов в условиях равновесия можно записать в следующем виде:

$$P - \{an^2 - \lambda(\rho + \kappa n')\} n_e - \alpha_d (1 + \lambda) n_e^2 = 0,$$

$$\{an^2 - \lambda(\rho + \kappa n')\} n_e - \alpha_i \lambda (1 + \lambda) n_e^2 = 0.$$

Это дает

$$n_e = \{P / (1 + \lambda) (\alpha_d + \lambda \alpha_i)\}^{1/2},$$

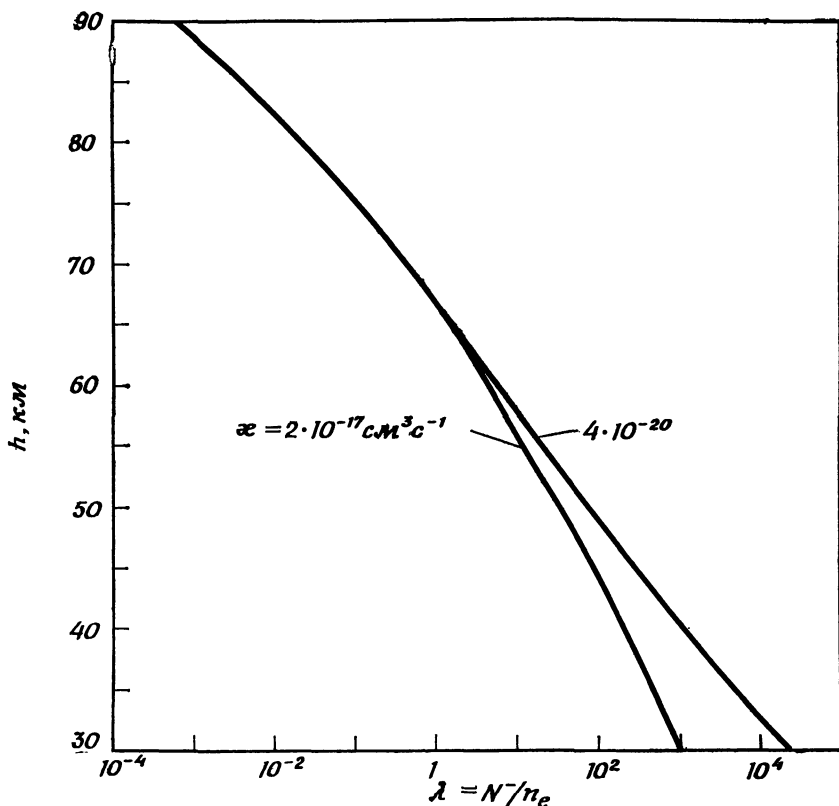
откуда

$$\lambda = an^2 / \{\rho + \kappa n' + \alpha_i (1 + \lambda) n_e\} \approx an^2 / (\rho + \kappa n').$$

Изменение величины λ с высотой показано на рис. 3.24. Химия области D с большими подробностями была обсуждена также в [172].

3.6. ВНЕШНЯЯ ИОНОСФЕРА И ЭКЗОСФЕРА

Выше турбопаузы, расположенной на высоте 100—120 км, перемешивание значительно ослабевает и начинают играть все большую роль процессы диффузии. На уровне максимума слоя F_2 преобладающей нейтральной составляющей становится O ($> 10^8$ см $^{-3}$); это обстоятельство вследствие фотоионизации обес-

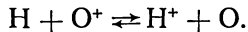


Р и с. 3.24. Изменение с высотой отношения плотностей (отрицательные ионы/электроны) в дневное время для двух различных значений коэффициента дезактивации столкновениями. По [234]; более позднее рассмотрение см. в [236].

печивает преобладание иона O^+ ($\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$). Выше максимума $F2$, в области, называемой внешней ионосферой, все больше возрастает роль He и H вследствие их малой массы.

Атомы гелия 4He образуются за счет радиоактивного распада урана и тория, содержащихся в кристаллических породах. Их поток с поверхности Земли меняется в зависимости от местности и оценивается от $1,44 \cdot 10^5$ до $7 \cdot 10^6$ атом/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Атомы гелия переносятся вверх при перемешивании до высоты турбопаузы; затем они диффундируют вверх. Таким образом, ионосферу можно рассматривать как среду, через которую происходит направленная вверх диффузия He и H ; однако при этом они также химически взаимодействуют с рядом других составляющих ионосферы.

Можно представить, что существует «верхний слой» области диффузии. Строго говоря, высота этого слоя должна быть различной для He и H. На этом уровне средняя длина свободного пробега становится сравнимой со шкалой высот kT/mg . Спитцер [411] предложил назвать середину этого верхнего слоя «основанием экзосферы» и отождествить эту высоту с «критическим уровнем», который в прошлом использовался в проблеме рассеяния атмосферы. Некоторая часть атомов гелия и воздуха диффундирует вверх и ионизируется солнечным излучением. Данжи предположил [304], что атомы водорода могут обмениваться в ионосфере зарядами с O^+ :



Фактически основная часть H^+ поступает из нижних слоев именно за счет указанной реакции. На больших высотах H^+ и электроны становятся основными составляющими земной атмосферы в области, названной *протоносферой*.

Поддерживаемая за счет притока снизу протоносфера является огромным резервуаром ионов H^+ в ночные часы. Предполагается, что ночная ионизация в области $F2$ частично поддерживается нисходящим потоком протонов из протоносферы. Движение ионов He^+ и H^+ , как и связанных с ними электронов, контролируется геомагнитным полем. Их подвижность поперек силовых линий сильно уменьшается в экзосфере, если в этой области отсутствует электрическое поле E , имеющее компоненту, перпендикулярную к B . С другой стороны, как положительные ионы, так и электроны могут свободно *совместно* диффундировать вдоль геомагнитных силовых линий. Это приводит к образованию плазмосферы, которая охватывает область пространства, ограниченную поверхностью, образованной вращением вокруг оси геомагнитного диполя силовой линии, пересекающей земную поверхность на геомагнитных широтах $50-65^\circ$.

Планетарное распределение ионов в магнитосфере, в частности легких ионов (H^+ , He^+) и электронов, не может быть правильно понято без знания конфигурации магнитного поля и крупномасштабных потоков плазмы в магнитосфере. Хотя эти вопросы являются предметом рассмотрения в гл. 5 и 6, в данном разделе будет показано, что такие потоки управляют направленным вверх движением легких ионов и их электронов вдоль силовых линий геомагнитного поля. Простая амбиполярная диффузия (разд. 4.5) является преобладающим процессом только на низких широтах и глубоко в плазмосфере, где плазма вдоль силовых линий находится в условиях, близких к диффузионному равновесию. Вдоль геомагнитных силовых линий, начинающихся внутри овала полярных сияний (разд. 8.9.1), имеется постоянный направленный наружу сверхзвуковой поток ионосферных частиц. Этот поток называется *полярным ветром* (см. рис. 3.3). Окружая овал полярных сияний, в средних

широтах существует ионосферный пояс, названный «среднеширотным провалом», в котором генерируется восходящий вверх звуковой поток, иногда называемый *ветром из провала* [284]. В областях того и другого ветра распределение плазмы вдоль магнитных силовых линий сильно отличается от имеющего место при диффузионном равновесии.

3.6.1. ГЕЛИЙ

Потеря атомов гелия вследствие тепловой диссипации исследовалась многими авторами [268, 269, 335, 336, 371, 411]; обзор проблемы содержится в [351]. Поток \mathcal{F}_{He} направленных вверх частиц гелия (в $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) определяется выражением

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\text{He}} &= n(r) \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2} \left\{ 1 + \frac{mg(r)r}{kT(r)} \right\} \exp \left\{ -\frac{mg(r)r}{kT(r)} \right\} = \\ &= n(r) \left\{ \frac{g(r)H(r)}{2\pi} \right\}^{1/2} \left\{ 1 + \frac{r}{H(r)} \right\} \exp \left\{ -\frac{r}{H(r)} \right\} \approx \\ &\approx n(r)r \left\{ \frac{g(r)}{2\pi} \right\}^{1/2} H(r)^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{r}{H(r)} \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $H(r)$ — шкала высот.

В равновесном состоянии эта величина \mathcal{F}_{He} уравнивается потоком Φ_{He} атомов гелия, диффундирующих снизу; последний определяется как

$$\Phi_{\text{He}} = -nD \left[\frac{d\{n(\text{He})/n\}}{dh} + \frac{n(\text{He})n(\text{O})}{n^2 T} \alpha_T \frac{dT}{dh} \right]. \quad (2)$$

Здесь гелий рассматривается как малая составляющая, а атомарный кислород с концентрацией $n(\text{O})$ — как основная. Таким образом,

$$n = n(\text{He}) + n(\text{O}) \approx n(\text{O}),$$

причем D — коэффициент диффузии. Независимая оценка в [351] для диффузионного и диссипирующего потоков позволяет предположить, что приток за счет диффузии меньше, чем поток, определяющий потери. Если это действительно так, то именно приток гелия будет контролировать скорость потерь, оцененную выше в $7 \cdot 10^4$ атом/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Однако этот рассчитанный поток потерь значительно меньше, чем приток из Земли, равный $1,4 \cdot 10^5$ — $7 \cdot 10^6$ атом/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). В этом случае, если принять приведенную выше величину потерь, неизбежно образование за $2 \cdot 10^6$ лет слоя гелия. Это свидетельствует, что реальная скорость потерь значительно превышает приведенную выше расчетную оценку.

В предположении сферической геометрии уравнение (2) можно переписать в виде

$$\frac{\partial n(\text{He})}{\partial r} = -n(\text{He}) \left\{ \frac{1}{H_{\text{He}}} + \frac{1 + \alpha_T}{T} \frac{dT}{dr} \right\} - \frac{\varphi_{\text{He}}}{D} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2,$$

$$\frac{\partial n(\text{He})}{\partial r} + \frac{n(\text{He})}{H_{\text{He}}} \left\{ 1 + \beta_1^* (1 + \alpha_T) \right\} + \frac{\varphi_{\text{He}}}{D} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 = 0,$$

где

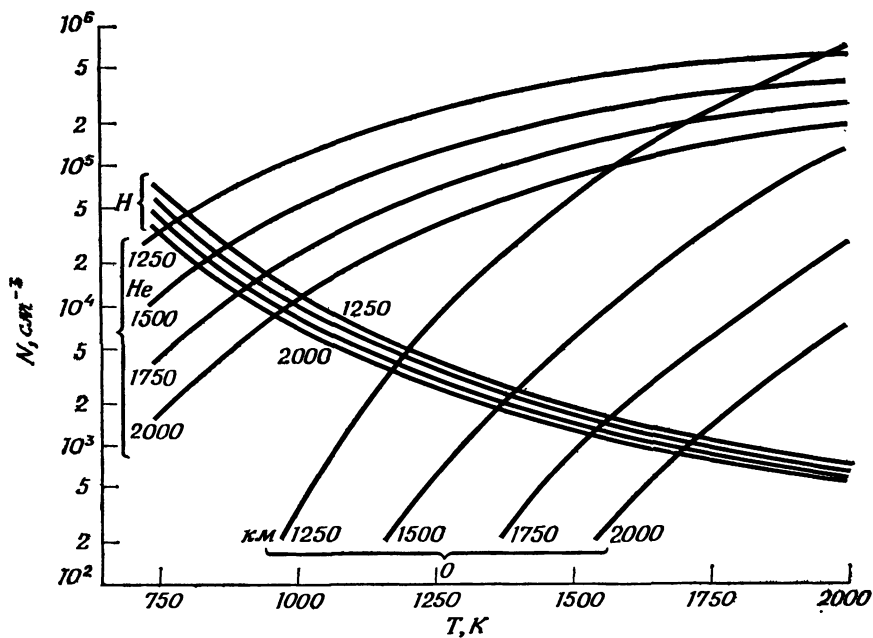
$$\beta_1 = \partial H / \partial r = \beta_1^* + 2H_{\text{He}} / r,$$

а φ_{He} — диффузионный поток на нижней границе рассматриваемой области ($r = r_0$).

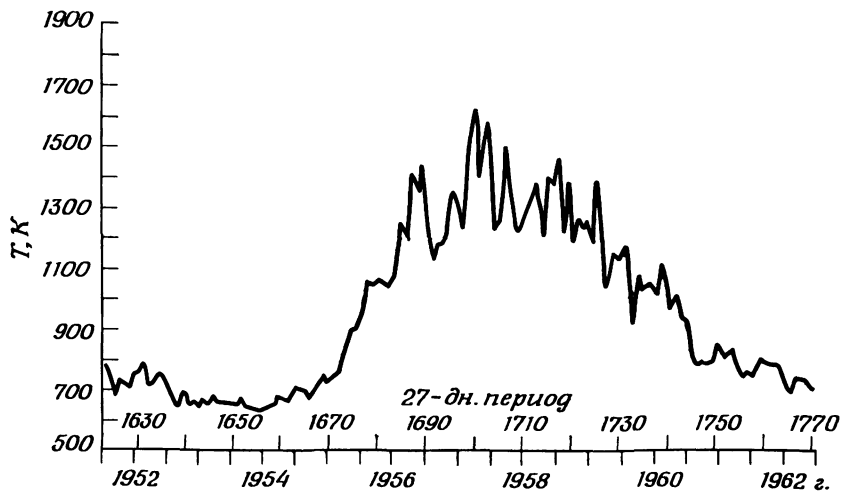
Эти уравнения были подробно исследованы Коккартсом и Николе [340—342] с целью получить радиальное распределение гелия, а также Н и О для различных температур термопаузы. Эти авторы показали, что структура атмосферы должна весьма существенно зависеть от температуры термопаузы T_{th} (рис. 3.25). Последняя же, как известно, значительно меняется в зависимости от цикла солнечной активности (рис. 3.26). Николе [380] показал, что вариации температуры термопаузы хорошо коррелируют с вариациями потока солнечного радиоизлучения на волне 10,7 см и, следовательно, с циклом солнечной активности. В течение цикла 1954—1962 гг. температура термопаузы в дневное время менялась от ~ 850 К в 1954 г. до более чем 2000 К в 1957—1958 гг., а затем снова уменьшилась до 900 К к 1962 г. Ночная температура термопаузы изменялась от ~ 650 до 1600 К, а потом упала до 700 К. На рис. 3.27, а и б показано распределение по высоте относительных содержаний основных составляющих атмосферы для минимума солнечных пятен ($T_{th} = 650$ К в ночное время, 1964 г.) и максимума солнечных пятен ($T_{th} = 1600$ К в дневное время, 1958 г.). В последнем случае количество гелия значительно возрастает. На рис. 3.27, в показано распределение по высоте средней молекулярной массы для различных периодов солнечного цикла.

3.6.2. ВОДОРОД

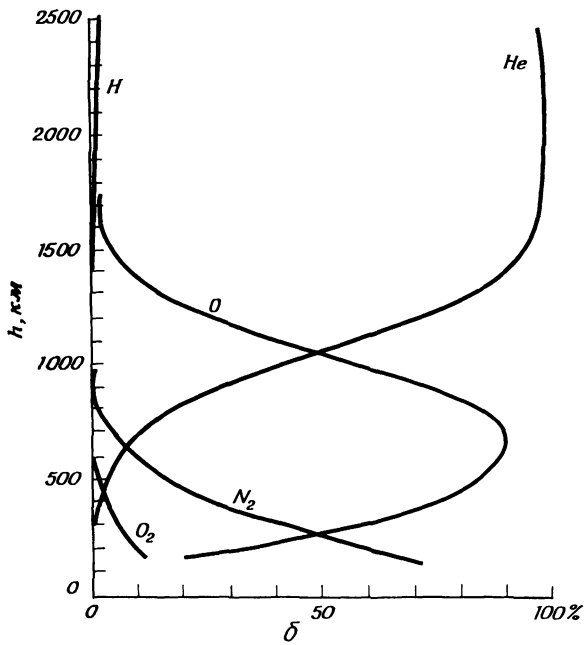
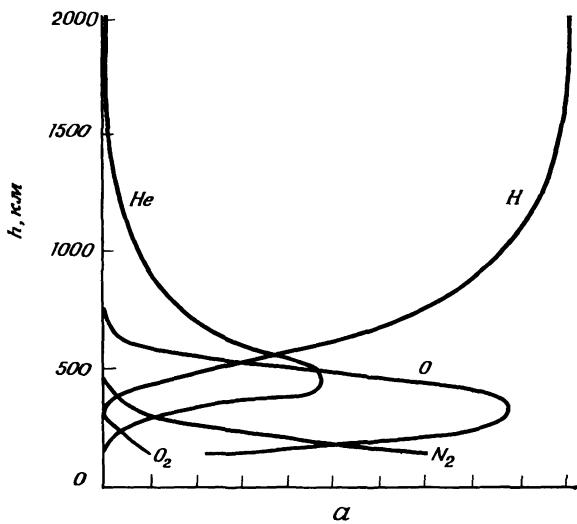
Рассмотрение, сделанное в предыдущем разделе, вполне удовлетворительно для атомов гелия. Однако для атомов водорода требуется более точный метод, поскольку они могут теряться из земной атмосферы гораздо легче, чем атомы гелия. Использование максвелловского распределения скоростей для оценки потока потерь в [270] было поставлено под сомнение рядом исследователей [349, 350, 381].

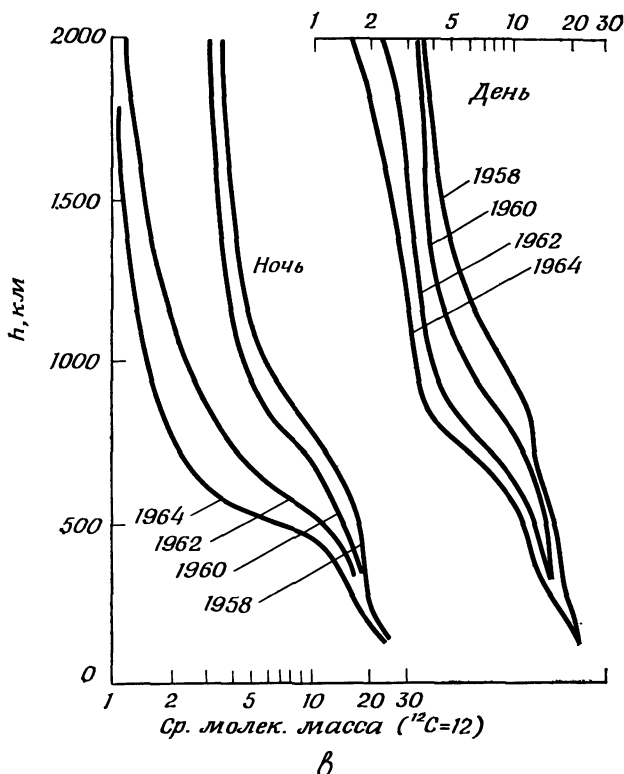


Р и с. 3.25. Изменение концентрации H, He и O на высотах больше 1000 км в зависимости от температуры термопаузы. По [342].



Р и с. 3.26. Изменение температуры термопаузы ночью в течение цикла солнечной активности. По [380].





Р и с. 3.27. *а* и *б* — распределение с высотой относительного содержания основных составляющих для температуры термосферы $T = 650$ К (что соответствует ночной температуре во время минимума солнечных пятен, 1964 г.) и $T = 1600$ К (что соответствует дневной температуре во время максимума солнечных пятен 1958 г.); *в* — изменение с высотой средней молекулярной массы для различных эпох цикла солнечных пятен. По [340].

На высотах между 100 и 500 км атомарный водород оказывается малой составляющей, так что первоначально в [270] его распределение получалось из уравнения диффузии (2) в разд. 3.6.1. Это уравнение интегрировалось для выбранной модели атмосферы. Бейтс и Патерсон [270] взяли концентрацию n_H для основания экзосферы (для высоты 500 км) $\sim 10^4$ см $^{-3}$ и проинтегрировали уравнение вниз. В табл. 3.5 приведены рассчитанные распределения по высоте атомарного водорода для двух из их моделей атмосферы (при использовании различных температур термопаузы).

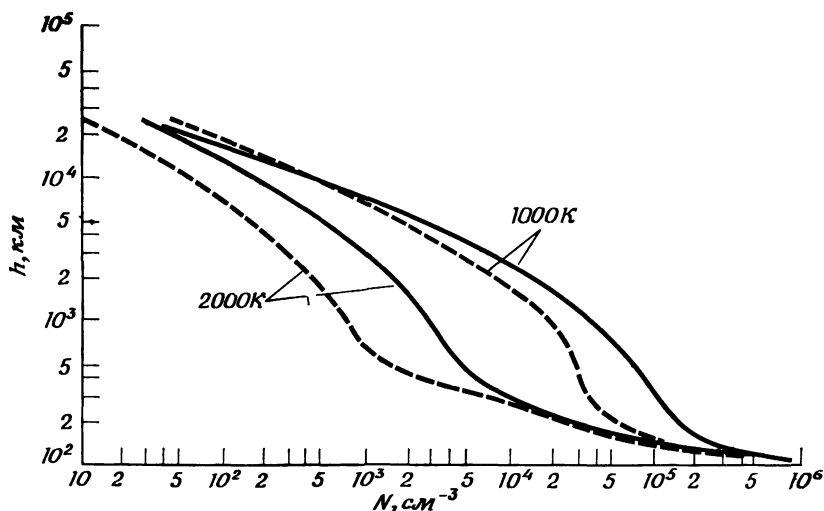
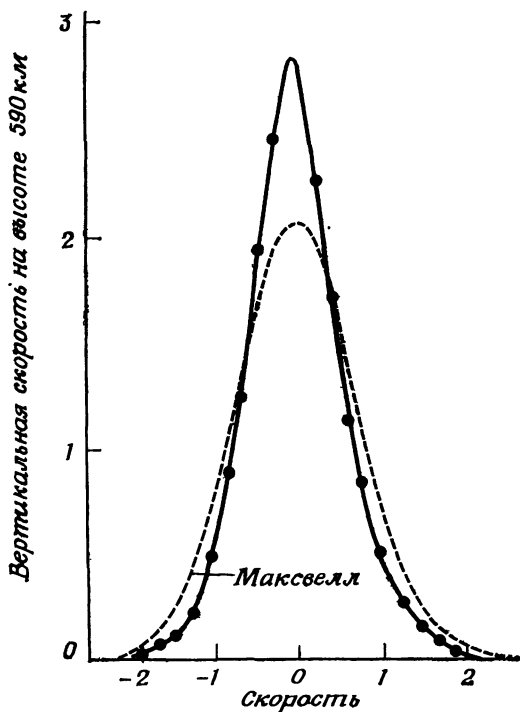
Лившиц и Сингер [350] подошли к решению этой проблемы по-иному, используя следующую модель. Объем, имеющий неограни-

Таблица 3.5

Распределение водорода в термосфере [270]

Высота, км	Температура термосферы	
	1000 К	2000 К
100	$3,6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$	$7,4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$
110	$6,8 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^7$
120	$2,0 \cdot 10^5$	$4,2 \cdot 10^6$
130	$9,3 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^6$
140	$5,7 \cdot 10^4$	$9,6 \cdot 10^5$
150	$4,1 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^5$
160	$3,2 \cdot 10^4$	$4,1 \cdot 10^5$
180	$2,3 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^5$
200	$1,8 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^5$
250	$1,4 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^4$
300	$1,3 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^4$
350	$1,2 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^4$
400	$1,1 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$
450	$1,05 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$
500	$1,0 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^4$
Полное содержание в столбе единичного сечения	$4,2 \cdot 10^{12}$	$5,5 \cdot 10^{13}$

ченное протяжение по горизонтальным осям x и y , но ограниченный конечной высотой h , наполнен газообразной основной составляющей (атомарным кислородом O), находящейся в тепловом и диффузионном равновесии; газ находится под действием силы тяжести и имеет заданное распределение температуры. В основание объема впрыскиваются атомы водорода таким образом, что поток их невелик и не нарушает распределение основной газовой составляющей. Атомы водорода «просачиваются» вверх до тех пор, пока они не достигнут полупроницаемой вершины объема. Там в зависимости от их скорости они могут либо отразиться, либо выйти в межпланетное пространство. Чтобы проследить историю жизни большого числа инжектированных атомов водорода, был применен метод Монте-Карло. Рис. 3.28,а показывает, что распределение скоростей атомов водорода на вершине объема (критического уровня ускользания) существенно отклоняется от максвелловского распределения. Учитывая направленную вверх скорость диффундирующих атомов водорода, найденную описанным выше способом, Лившиц [349] рассчитал также распределение по высоте концентрации атомов водорода (рис. 3.28,б) для различных температур термосферы.



Р и с. 3.28. а — распределение вертикальной скорости на высоте 590 км для температуры 1500 К. Пунктирная кривая соответствует максвелловскому распределению; по [349]. б — распределение плотности водорода с высотой для двух различных температур термопаузы. Пунктирные кривые соответствуют формуле Джинса для рассеяния атмосферы. По [350].

Радиальное распределение нейтральных атомов водорода недавно было экспериментально получено из наблюдений свечения водорода в линии $\text{L}\alpha$, окружающего земной шар и именуемого геокороной. Эти результаты будут обсуждены в разд. 3.7.

Проблема ускользания атомов водорода и гелия недавно была пересмотрена с большой подробностью в [282]. Было показано, что в части ранних работ (ср. работу Лившица [349]) была переоценена скорость потерь за счет ускользания и что последняя для атомов H и He соответственно порядка 70—75% и 97—99% от оценок, данных Джинсом.

3.6.3. ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ ИОНЫ (H^+ , He^+ , O^+)

а) *Электростатическое равновесие.* Распределение H^+ и He^+ в верхней атмосфере и экзосфере тесно связано с распределением электронов, а также других тяжелых ионов, например O^+ . Тенденция электронов диффундировать вверх относительно атомов приводит к появлению электростатического поля, которое поддерживает состояние электрической нейтральности газа в целом. Это поле заставляет электроны перемещаться вниз, а положительные ионы — вверх.

Если атмосфера состоит только из H^+ и электронов, причем $T_{\text{H}^+} = T_e (=T)$, то соответствующие уравнения равновесия будут

$$kTd(\ln p_{\text{H}^+})/dh = -m_{\text{H}}g + eE, \quad (1a)$$

$$kTd(\ln p_e)/dh = -m_e g - eE. \quad (1б)$$

В данном случае

$$p_{\text{H}^+} = p_e \quad (n_{\text{H}^+} kT_{\text{H}^+} = n_e kT_e)$$

и

$$d(\ln p_{\text{H}^+})/dh = -\frac{1}{2H_{\text{H}}}, \quad (1в)$$

причем

$$H_{\text{H}} = kT/m_{\text{H}}g.$$

Таким образом, напряженность электрического поля дается выражением

$$E \approx m_{\text{H}}g/2e.$$

Существование поля удваивает шкалу высот нейтральной смеси (можно также считать, что уменьшается вдвое g).

Для атмосферы, состоящей из двух видов положительных ионов (H^+ , O^+) и связанных с ними электронов [358], имеем

$$kT_{\text{H}^+} d(\ln p_{\text{H}^+})/dh = -m_{\text{H}}g + eE, \quad (2a)$$

$$kT_{O^+} d(\ln p_{O^+}) / dh = -m_O g + eE, \quad (26)$$

$$kT_e d(\ln p_e) / dh = -m_e g - eE. \quad (27)$$

Предполагая, что $T_{H^+} = T_{O^+} = T_i = T_e$, и замечая, что $n_e = n_{H^+} + n_{O^+}$, получаем

$$d(\ln p_{H^+}) / dh = - \left(\frac{1}{1 - m_+ / 2m_H} H_H \right)^{-1}, \quad (3a)$$

$$d(\ln p_{O^+}) / dh = - \left(\frac{1}{1 - m_+ / 2m_O} H_O \right)^{-1}, \quad (3б)$$

причем

$$m_+ = \frac{n_{H^+} m_H + n_{O^+} m_O}{n_{H^+} + n_{O^+}},$$

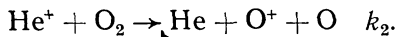
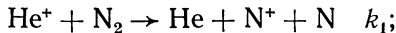
$$H_H = kT_i / m_H g, \quad H_O = kT_i / m_O g.$$

Таким образом, напряженность электрического поля равна

$$E \approx gm_+ / 2e.$$

б) Химические реакции в диффундирующих газах

1. *Химическое равновесие.* Процесс диффузии He^+ и H^+ усложняется химическими реакциями их с окружающими газами. Ионы гелия взаимодействуют с молекулами N_2 и O_2 :



Распределение в условиях химического равновесия для ионов He^+ в этих условиях определяется выражением [275]

$$n(He^+) = \frac{P'_{He} n(He)}{k_1 n(N_2) + k_2 n(O_2)},$$

где P'_{He} ($= 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$) — коэффициент скорости ионизации для He . Таким образом,

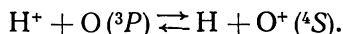
$$n(He^+) \sim \exp\{h'/H(24)\}, \text{ если } k_1 n(N_2) > k_2 n(O_2),$$

$$n(He^+) \sim \exp\{h'/H(28)\}, \text{ если } k_1 n(O_2) > k_2 n(N_2).$$

Здесь $H(m)$ — шкала высот, соответствующая эффективной массе m в а. е. м. Далее, величина

$$h' = \int_0^h (g/g_0) dh$$

— высота геопотенциала, а $n(\text{He})$, $n(\text{N}_2)$ и $n(\text{O}_2)$ предполагаются уменьшающимися экспоненциально. Имеет место также довольно быстрая реакция перезарядки между H^+ и O , поскольку их потенциалы ионизации случайно оказываются довольно близкими



При химическом равновесии концентрация протонов определяется формулой

$$n(\text{H}^+) = \frac{9}{8} \frac{\tau(\text{H}) n(\text{O}^+)}{n(\text{O})};$$

множитель $9/8$ появляется вследствие учета статистического веса. Отсюда

$$n(\text{H}^+) \sim \exp\{h'/H(7)\},$$

где $m = 8$ для атома O^+ (разд. 3.6.3, а).

2. *Диффузионное равновесие.* Область фотохимического равновесия ограничена малыми высотами, где химические реакции протекают достаточно быстро. В верхней термосфере роль диффузии все более возрастает. При диффузионном равновесии уравнение (2) можно переписать в виде

$$n(X^+) = n_0(X^+) \exp \left[- \int_0^{h'} \left\{ \left(m(X^+) - \frac{T_e}{T_e + T_i} m^+ \right) \frac{g_0}{kT_i} + \frac{\partial (T_e + T_i)/dh'}{T_e + T_i} \right\} dh' \right].$$

Полагая $T_e = T_i$, Бауэр [276] получил распределение ионов H^+ и He^+ в виде

$$n(\text{H}^+) \sim \exp\{h'/H(7)\},$$

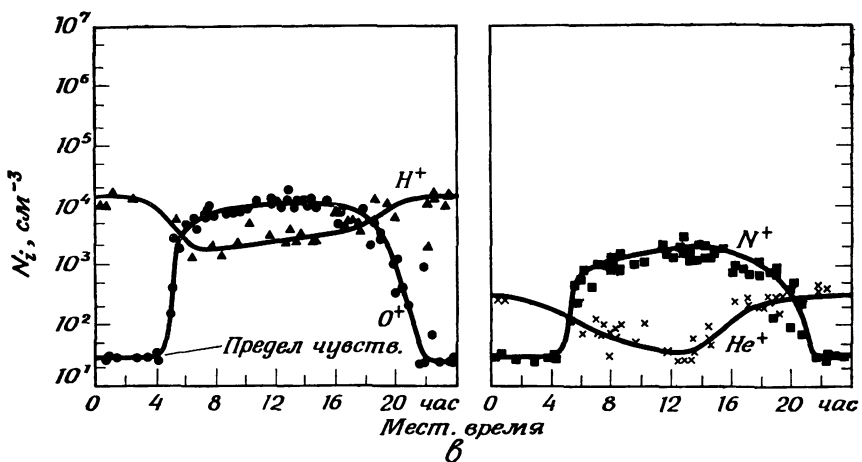
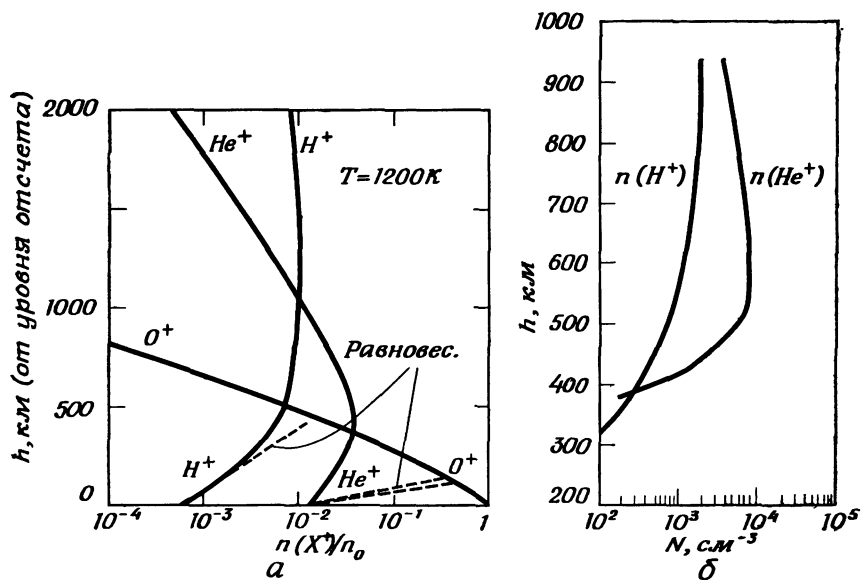
$$n(\text{He}^+) \sim \exp\{h'/H(4)\}$$

при условии, что и H^+ , и He^+ являются малыми составляющими в атмосфере из O^+ . Если же, однако, какой-либо из этих ионов становится преобладающим, то

$$n(\text{H}^+) \sim \exp\{-h'/H(1/2)\},$$

$$n(\text{He}^+) \sim \exp\{-h'/H(2)\}.$$

На рис. 3.29,а показано распределение H^+ , He^+ и O^+ , интерполированное на основе двух крайних случаев, упомянутых выше; на рис. 3.29,б показаны наблюдаемые концентрации H^+ и He^+ .



Р и с. 3.29. *a* — распределение H^+ , He^+ и O^+ в верхней атмосфере по [247]; *б* — наблюдаемое распределение H^+ и He^+ по [416]; *в* — суточное изменение концентрации ионов H^+ , O^+ , N^+ и He^+ на высоте 1500—1700 км, магнитная широта $35\text{--}45^\circ$, июнь — октябрь 1966. По [286].

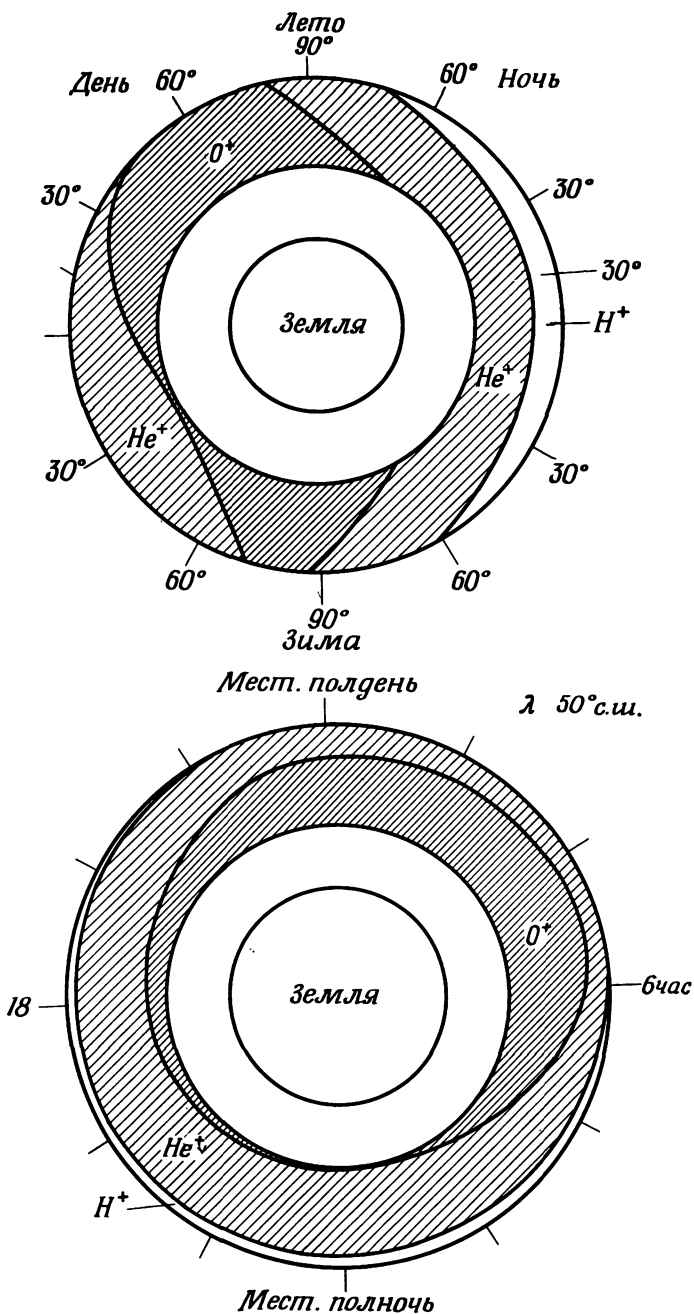
Хансон и Ортенбургер [317] исследовали также распределение протонов в области химического и диффузионного равновесия и взаимодействия между областью F ионосферы (где основные составляющие — это O и O^+) и вышележащей атмосферой (где основной составляющей является H^+), т. е. *протоносферой*. Авторы показали, что область F может рассматриваться как «барьер» для протонов, диффундирующих как вверх, так и вниз. Причина этого заключается в большом сечении кулоновских столкновений между O^+ и протонами. Однако в [286] было показано, что для объяснения наблюдаемого распределения как O^+ , так и H^+ выше 200 км, необходимо предположить, что направленный вверх поток протонов должен быть порядка $1,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что указывает на большую прозрачность для протонов области F , чем предполагали Хансен и Ортенбургер.

На рис. 3.29,в показаны суточные вариации важнейших ионов H^+ , O^+ , N^+ и He^+ . Концентрация как O^+ , так и N^+ резко возрастает с восходом Солнца и уменьшается на заходе. С другой стороны, H^+ и He^+ становятся преобладающими компонентами в темное время суток. Частично это увеличение концентрации в ночные часы может объясняться существованием направленного вниз движения названных ионов.

в) *Диффузионное равновесие при наличии геомагнитного поля.* На подвижность заряженных частиц весьма существенно влияет присутствие геомагнитного поля, так что проведенное выше обсуждение необходимо видоизменить, приняв во внимание геометрию силовых линий дипольного поля. Это обстоятельство весьма важно, поскольку наблюдаемые концентрации O^+ , He^+ и H^+ зависят не только от высоты и местного времени, но также еще и от широты. На рис. 3.30 представлена диаграмма, составленная Томасом и Дюфуром [424] на основе изучения данных, полученных со спутников «Ариэль» и «Алуэтт». Подробные исследования названной проблемы были выполнены также рядом авторов [261, 300, 364].

Основные уравнения, которые необходимо использовать для вывода распределения ионов вдоль силовых линий геомагнитного поля, следующие: 1) уравнение неразрывности, 2) уравнение диффузии, 3) уравнение сохранения энергии. Уравнение неразрывности должно включать члены, описывающие процессы обмена зарядами между O^+ и H^+ , фотоионизацию O и H , а также амбиполярную диффузию вдоль силовых линий геомагнитного поля. В уравнении для энергии следует учесть: 1) теплопроводность; 2) локальные источники тепла, определяемые фотоионизацией, 3) нелокальный нагрев, вызванный электронами, диссипирующими из области F , а также местные потери энергии от ионов к нейтральным частицам.

Уравнения неразрывности для двух сортов ионов, O^+ и H^+ , имеют вид



Р и с. 3.30. Суточные и сезонные вариации относительных концентраций O^+ , He^+ и H^+ . По [424].

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n(\text{H}^+) &= P_{\text{H}} + \frac{9}{8} Cn(\text{H}) n(\text{O}^+) - \\ &- Cn(\text{H}^+) n(\text{O}) - B \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{n(\text{H}^+) v_{\text{H}^+}}{B} \right) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} n(\text{O}^+) &= P_{\text{O}} - \frac{9}{8} Cn(\text{H}) n(\text{O}^+) + Cn(\text{H}^+) n(\text{O}) - \\ &- B \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{n(\text{O}^+) v_{\text{O}^+}}{B} \right) = 0. \end{aligned}$$

Здесь

P — скорость ионизации,

C — коэффициент скорости для зарядового обмена между ионами водорода и кислорода,

s — расстояние вдоль силовой линии,

$B = (1/r^3)(1 + 3\sin^2\lambda)^{1/2}$,

r — геоцентрическое расстояние,

λ — дипольная широта.

Уравнения диффузии для ионов и электронов таковы:

$$\begin{aligned} \theta_{\text{H}^+\text{O}^+} n(\text{H}^+) n(\text{O}^+) (v_{\text{O}^+} - v_{\text{H}^+}) + \theta_{\text{O}^+\text{n}} n(\text{O}^+) n_n v_{\text{O}^+} = \\ = -kT_e \frac{\partial}{\partial s} n(\text{O}^+) - kn(\text{O}^+) \frac{\partial T_e}{\partial s} + n(\text{O}^+) m_{\text{O}^+} \tilde{g} + en(\text{O}^+) E, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \theta_{\text{H}^+\text{O}^+} n(\text{H}^+) n(\text{O}^+) (v_{\text{H}^+} - v_{\text{O}^+}) + \theta_{\text{H}^+\text{n}} n(\text{H}^+) n_n v_{\text{H}^+} = \\ = -kT_e \frac{\partial}{\partial s} n(\text{H}^+) - kn(\text{H}^+) \frac{\partial T_e}{\partial s} + n(\text{H}^+) m_{\text{H}^+} \tilde{g} + en(\text{H}^+) E, \\ -kT_e \frac{\partial}{\partial s} n_e - kn_e \frac{\partial T_e}{\partial s} + n_e m_e \tilde{g} - en_e E = 0, \end{aligned}$$

где n_n — концентрация нейтрального газа,

$$\theta_{xy} = T / \{n(X) + n(Y)\} D_{xy},$$

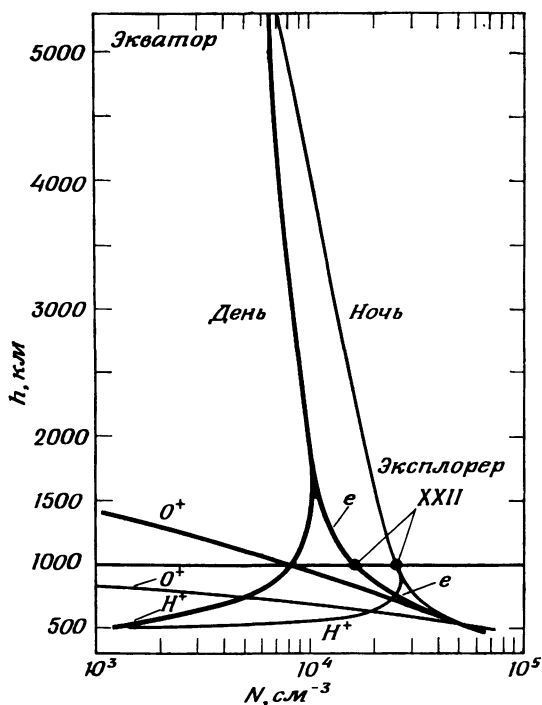
D_{xy} — коэффициент диффузии,

\tilde{g} — составляющая ускорения вдоль линии поля \mathbf{B} , вызванная гравитационной и центробежной силами.

Уравнения энергии для газа, состоящего из электронов и ионов, можно записать как

$$\begin{aligned} 3kn_e \frac{\partial T}{\partial t} = K_e B \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{T_e^{5/2}}{B} \frac{\partial T_e}{\partial s} \right) + S_p n_e + S_q n(\text{O}) - \\ - \sum_{xy} S'_{x+y} n(X^+) n(Y) (T_e - T_n) = 0. \end{aligned}$$

Здесь



Р и с. 3.31. Дневной и ночной профили ионного состава вдоль силовой геомагнитной линии в средних широтах. По [364].

K_e — коэффициент теплопроводности электронного газа вдоль силовых линий геомагнитного поля,

S_p — коэффициент скорости нелокального нагрева,

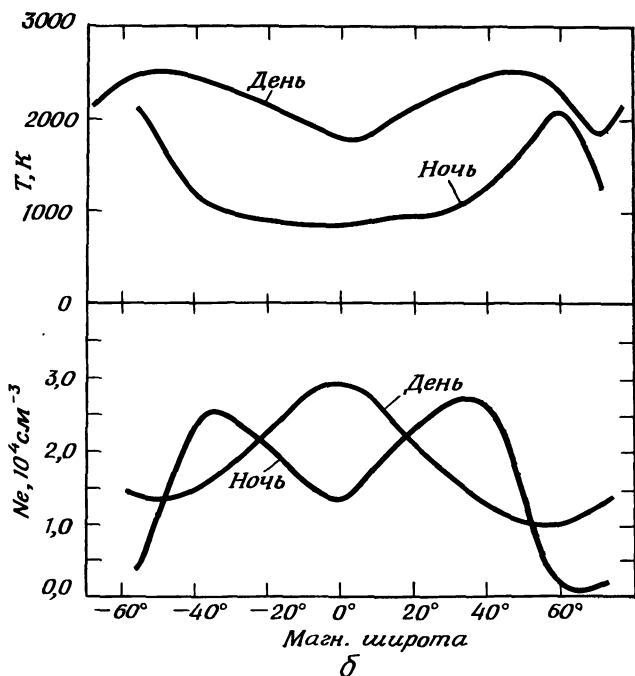
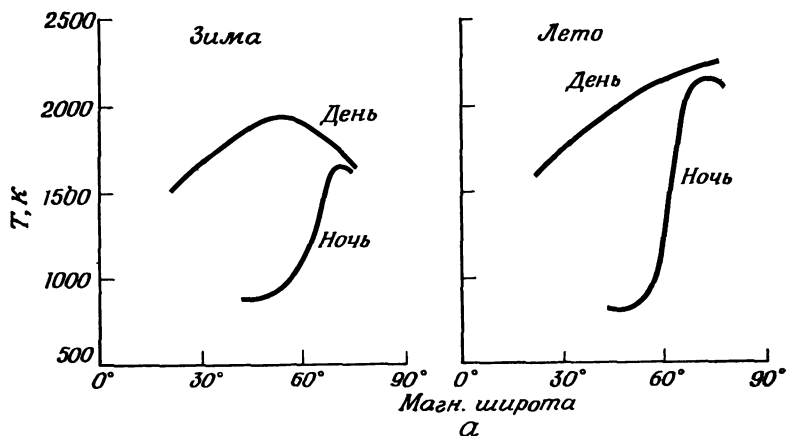
S_q — коэффициент скорости локального нагрева,

S_{x+y} — коэффициент локальных потерь энергии при взаимодействии между ионами и нейтральными частицами,

$$T_i = T_e.$$

На рис. 3.31 показано рассмотренное распределение ионов и электронов вдоль силовой линии поля в средних широтах для дневных и ночных условий.

Планетарное распределение ионов O^+ , He^+ и H^+ было рассмотрено Колином и Дюфуром [300] на основе аналогичного условия диффузионного равновесия. Рис. 3.32, *a* показывает пример вычисленного распределения по широте ионной температуры $T_i (=T_e)$ на высоте 900 км для лета и зимы. Дневная температура возрастает на 20 К на каждый градус наклона, достигая максимума на магнитной широте 55° . На низких широтах дневная температура



Р и с. 3.32. *а* — вычисленное распределение электронной температуры в функции магнитной широты на высоте 900 км; по [300]; *б* — наблюдаемое распределение электронной температуры на высоте $> \sim 1000$ км, измеренное на спутнике «Эксплорер-22» в период весеннего равноденствия. Внизу на том же рисунке показано распределение электронной концентрации. По [279].

оказывается на несколько сотен градусов выше, чем ночная, однако это различие становится весьма малым выше широты 65° . На рис. 3.32,б приведены соответствующие малые данные наблюдений (широта геомагнитная).

Рис. 3.33,а показывает рассчитанные относительные концентрации ионов H^+ , He^+ и O^+ на высоте 1000 км в функции магнитной широты. Относительная концентрация каждого иона представлена частью ординаты; магнитная широта $\bar{\lambda}$ связана с наклоном I зависимостью $\text{tg}\bar{\lambda} = \frac{1}{2}\text{tg}I$. Следует обратить внимание на резкое уменьшение относительной концентрации ионов водорода с широтой. С другой стороны, концентрация гелия обнаруживает небольшую систематическую вариацию. На рис. 3.33,б представлены соответствующие наблюдения. Однако, как обсуждается ниже, в разд. 3.6.3,е, Бэнкс и Хольцер [263,264] указали, что теория диффузионного равновесия не может применяться для области полярной шапки, где силовые линии геомагнитного поля вытягиваются в магнитный хвост (разд. 5.5).

г) *Плазмосфера*. Стори [413] показал, что электромагнитные волны очень низких частот, генерируемые при разрядах молний, распространяются приблизительно вдоль силовых линий геомагнитного поля (например, из северного полушария Земли в южное). Здесь они могут отражаться и распространяться в обратном направлении в северное полушарие. Такой процесс может повторяться несколько раз, пока волны не затухнут (рис. 3.34). Это было первым определенным указанием, что существует ионизованная земная атмосфера, простирающаяся на расстоянии по крайней мере в несколько земных радиусов за пределами ионосферы. Мы используем дисперсионное уравнение для таких очень низкочастотных волн в ионизованной среде, чтобы получить радиальную вариацию электронной плотности в магнитосфере; вывод дисперсионного уравнения рассмотрен в разд. 6.10.1.

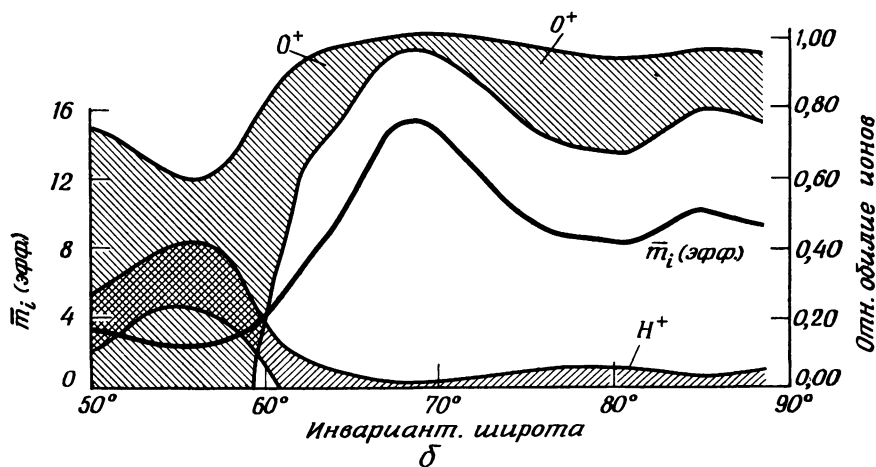
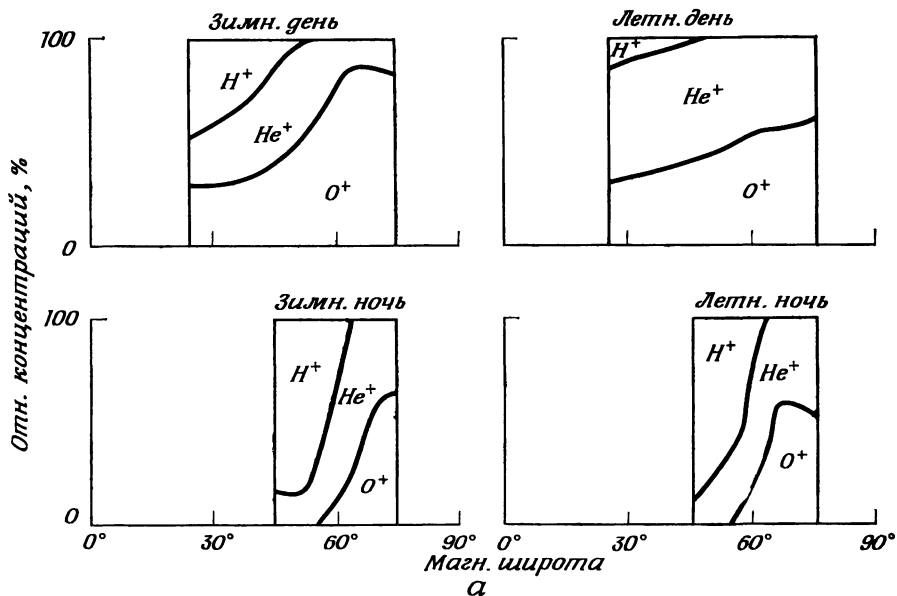
Когда круговая частота волны ω ($=2\pi f$) меньше гирочастоты электронов ω_e , показатель преломления n можно представить в виде

$$n^2 = 1 - \frac{f_p^2/f^2}{1 + i(\nu/2\pi f) \pm |f_e \cos \theta/f|},$$

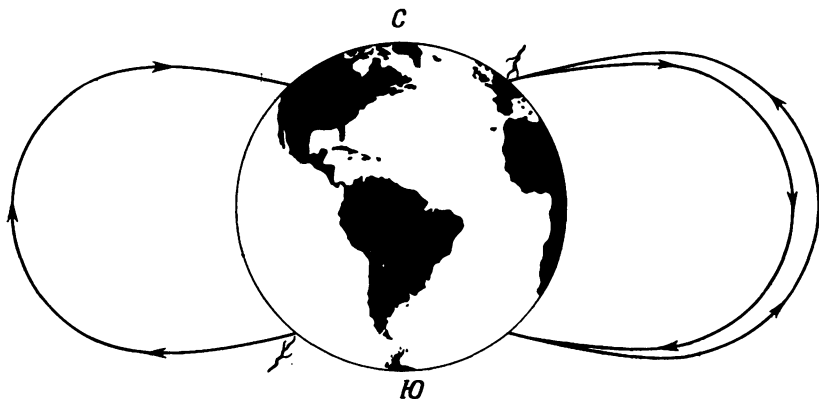
где для удобства круговая частота ω заменена на обычную частоту f (в Гц), причем,

- f_p — плазменная частота,
- f_e — гирочастота электронов ($=\omega_e/2\pi$);
- θ — угол между \mathbf{V} и волновой нормалью,
- ν — частота столкновений электронов.

Для простоты пренебрежем в этом уравнении членом $(i\nu/2\pi f)$, учитывая столкновения. Тогда для распространяющейся волны



Р и с. 3.33. *a* — вычисленные обилия различных ионов на высоте 1000 км в зависимости от магнитной широты; по [300]; *b* — наблюдаемое значение средней молекулярной массы в функции широты. Заштрихованная площадь указывает область, в которую должны попадать значения относительных обилий H^+ и O^+ , чтобы удовлетворялось указанное значение средней молекулярной массы; по [267].



Р и с. 3.34. Схема путей распространения «свистов». По [413].

(с отрицательным знаком)

$$n^2 = \frac{f_p^2}{f(f_e \cos \theta - f)} \quad (f_p^2/f, f_p^2/ff_e \cos \theta \gg 1),$$

что приводит к групповой скорости

$$v_g = c \left(n + f \frac{dn}{df} \right)^{-1} = \frac{2c(f)^{1/2}(f_e \cos \theta - f)^{3/2}}{f_p f_e \cos \theta}.$$

В средних и низких широтах приведенное выше уравнение сводится к следующему:

$$v_g = 2c \frac{\sqrt{ff_e}}{f_p},$$

справедливому для волн $f < 10$ кГц. Отсюда следует, что групповая скорость пропорциональна \sqrt{f} и, следовательно, высокочастотные компоненты волны распространяются быстрее, чем низкочастотные. Это проявляется в дисперсии волн падающего тона на сонограммах частота — время (рис. 3.35). Однако в высоких широтах v_g достигает максимума при частоте f_n :

$$f_n = \frac{1}{4} (f_e \cos \theta).$$

Вследствие этого на сонограмме $f - t$ появляется кривая в виде «носа» (рис. 3.36). Важная особенность «носовых свистов» состоит в том, что они появляются группами, свидетельствуя, что волна от одной вспышки молнии расщепляется на несколько лучей, распрост-

раняющихся по нескольким траекториям. Наблюдения позволяют предположить, что существует несколько столбов повышенной ионизации в магнитосфере, так что свисты захватываются в подобные столбы, образующие нечто вроде волноводов.

При $f \ll f_e$ показатель преломления дается выражением

$$n = \frac{f_p}{\sqrt{f f_e \cos \theta}}.$$

Для этого случая Стори [413] показал, что направление лучей ограничивается конусом с углом полураствора $19^\circ 29'$ относительно вектора магнитного поля \mathbf{B} .

Время T распространения свистов определяется формулой

$$T = \int \frac{ds}{v_g} = \int \frac{f_p f_e}{2c (f)^{1/2} (f_e - f)^{3/2}} ds.$$

Умножая это выражение на \sqrt{f} , определим дисперсионную функцию $D(f)$:

$$T f^{1/2} = D(f) = \frac{1}{2c} \int \frac{f_p f_e}{(f_e - f)^{3/2}} ds.$$

Почти во всей магнитосфере функция D может быть хорошо аппроксимирована выражением

$$D(f) = \frac{1}{2c} \int \frac{f_p}{f_e^{1/2}} ds.$$

Полагая

$$f_p^2 = \frac{n_e e^2 c^2}{\pi m_e}, \quad f_e = \frac{r_e B}{2\pi m_e},$$

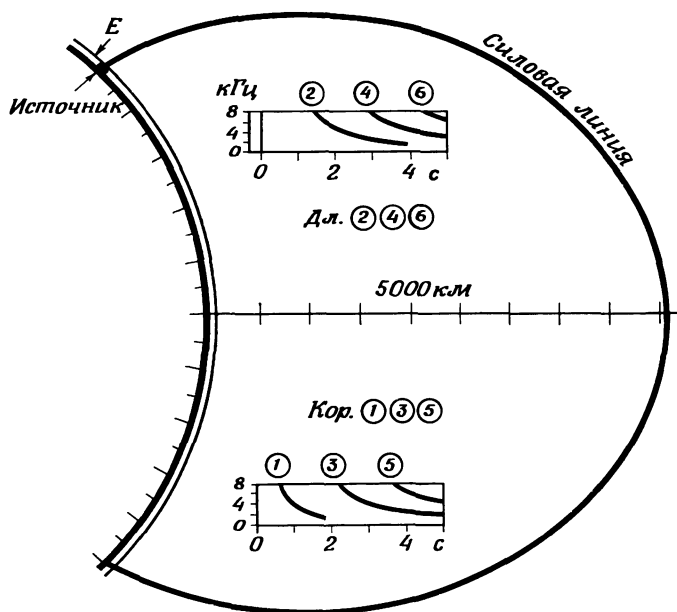
мы получаем

$$D(f) = \left(\frac{e}{2c^2}\right)^{1/2} \int \left(\frac{n_e}{B}\right)^{1/2} ds.$$

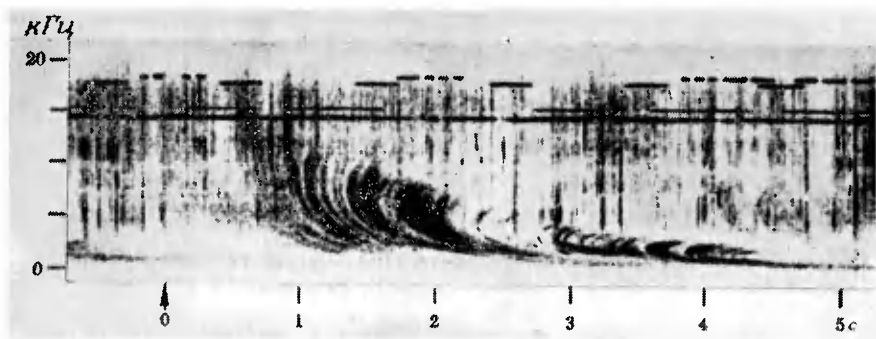
Предполагая, что распределение ионизации по высоте должно иметь вид

$$n = A r^n \exp(B/r),$$

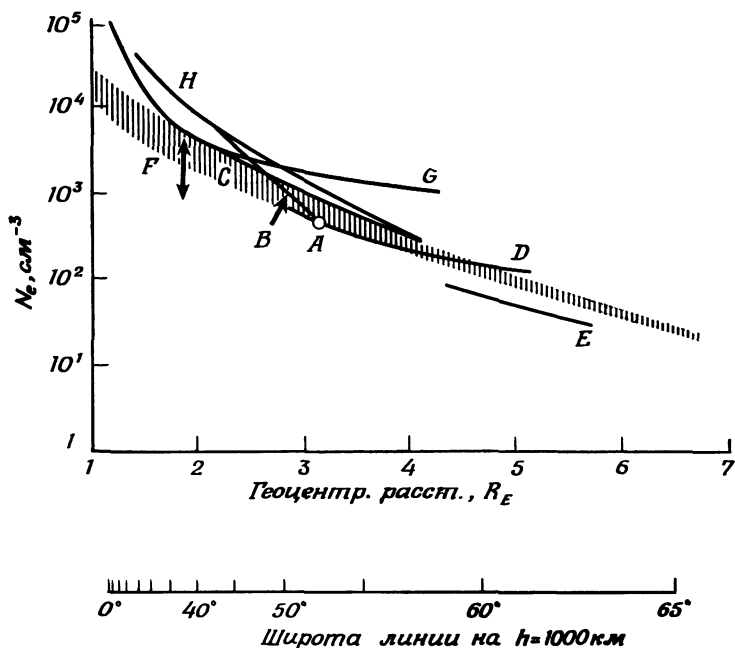
можно определить A , B и n посредством численного интегрирования дисперсионной функции D , используя набор величин f и t из данных о носовых свистах, при условии, что начальное время атмосфериков известно. На рис. 3.37 показано распределение электронной кон-



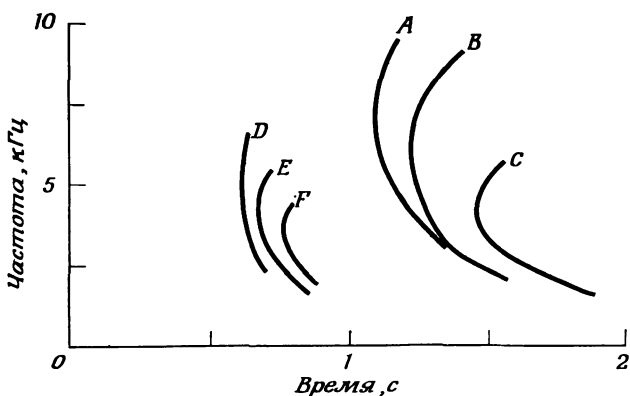
Р и с. 3.35. Схема, иллюстрирующая связь частоты и времени для «свистов» в северном и южном полушариях. По [320].



Р и с. 3.36. Пример записи «свистов» по схеме «частота — время», полученной на станции Эйтс в Антарктиде. По [321].



Р и с. 3.37. Схема, иллюстрирующая исследования электронной концентрации по «свистам» в экваториальной плоскости и других направлениях; по [294]; A — [413]; B — [260]; C — [293]; D — [410]; E — [390, 391]; F — [278]; G — [403]; H — [404].



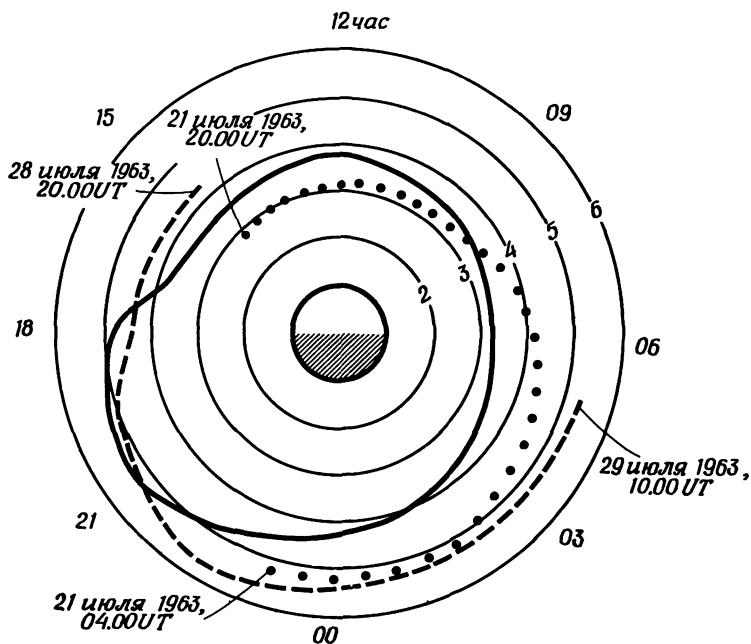
Р и с. 3.38. Схема, показывающая две группы дисперсионных следов «свистов». По [293].

центрации вдоль экваториального радиуса, оцененное на основе исследования свистов и других данных.

Носовые свисты могут быть также использованы для оценки полного содержания электронов в магнитных силовых трубках. Из приведенных выше пяти уравнений можно видеть, что электронная концентрация вблизи магнитного экватора (где \mathbf{B} наименьшее) оказывает наибольший эффект на запаздывание свистов по времени T . Парк [383] отметил, что если предположить существование диффузионного равновесия вдоль силовой линии, располагающейся на высоте более 1000 км от магнитного экватора, то приблизительно 80% времени запаздывания свистов обусловлено распространением их в интервале широт $\pm 30^\circ$ от магнитного экватора. Таким образом, если T для данного пути изменяется больше чем на 10%, то это изменение наиболее вероятно связано с изменением плотности ионизации вблизи экватора. Отсюда, предполагая наличие диффузионного равновесия, а также возможность непрерывного измерения T для данного пути, можно проследить за изменениями величины полной ионизации, содержащейся в выбранной силовой трубке поля, а также за потоками ионизации, входящими или выходящими из этой трубки. Парк [383] показал, что для магнитной силовой трубки, которая пересекает экваториальную плоскость на расстояниях r , ограниченных пределами $3,5a < r < 5a$, поток, пересекающий уровень 1000 км в дневное время, составляет $3 \cdot 10^8$ электрон/(см²·с), а направленный вниз поток составляет $1,5 \cdot 10^8$ электрон/(см²·с). Последний играет важную роль в поддержании ионизации в области F_2 в ночное время.

Однако в большинстве случаев свисты на сонограммах, по-видимому, появляются в виде двух групп (рис. 3.38), что привело Карпентера [292] к предположению, что электронная концентрация над экватором уменьшается скачком на геоцентрическом расстоянии в несколько земных радиусов. Эта поверхность именуется *плазмопаузой*, или *коленом*, а область, лежащая внутри плазмопаузы, называется *плазмосферой**. Существование группы свистов с небольшой временной задержкой указывает, что волны распространяются за пределами плазмопаузы, где электронная концентрация низка; другая группа свистов с большим временным запаздыванием свидетельствует о распространении волн внутри плазмосферы, где электронная концентрация высока. Геоцентрическое расстояние до плазмопаузы систематически меняется с местным временем (рис. 3.39, а). Плазмосфера вытягивается на очень большие геоцентрические расстояния в вечернем секторе, образуя так называемую «выпуклость».

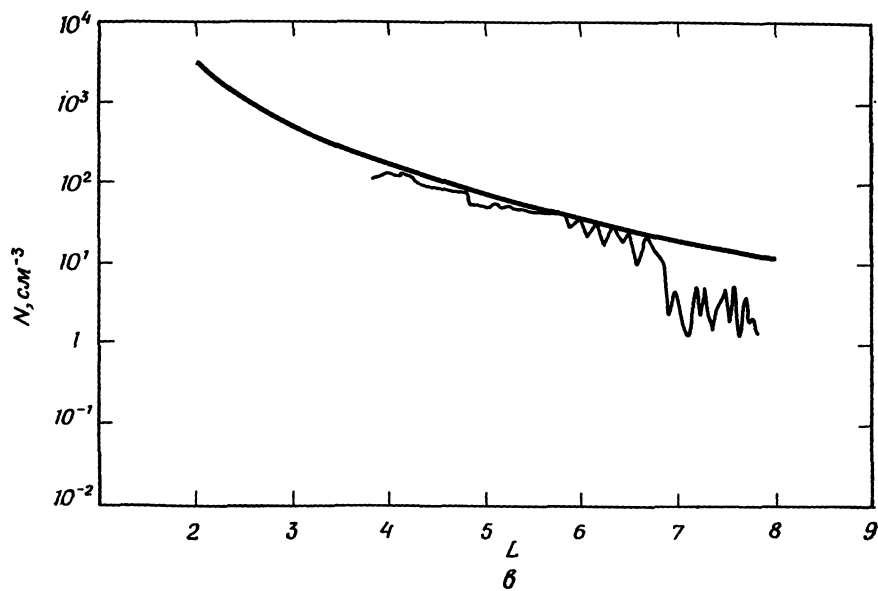
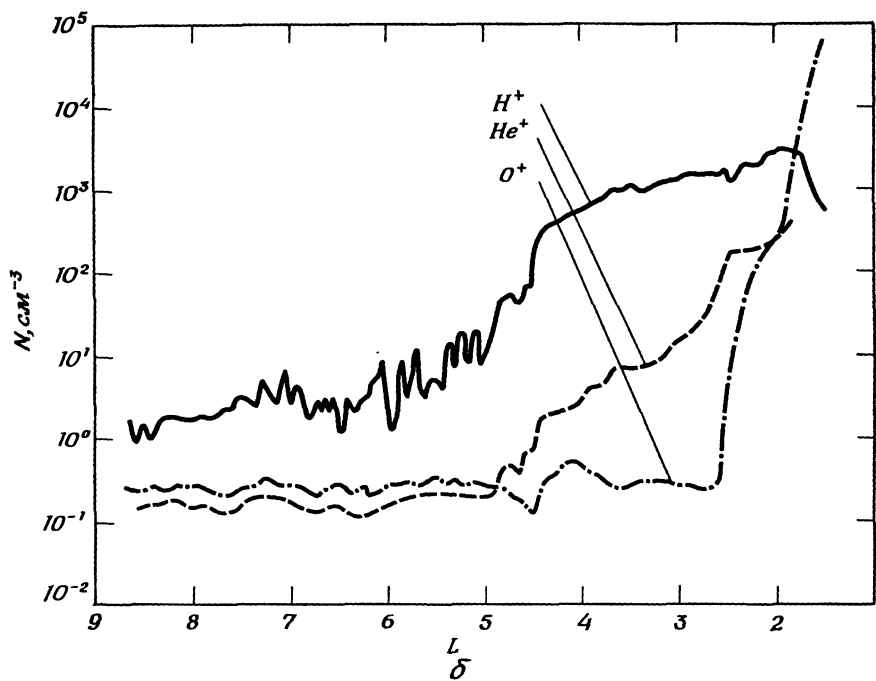
* Существование колена было впервые обнаружено К. И. Грингаузом на геофизических и космических ракетах и третьем советском искусственном спутнике в 1958—1960 гг. (К. И. Грингауз, Space Res., 1, 539. 1962).— Прим. ред.



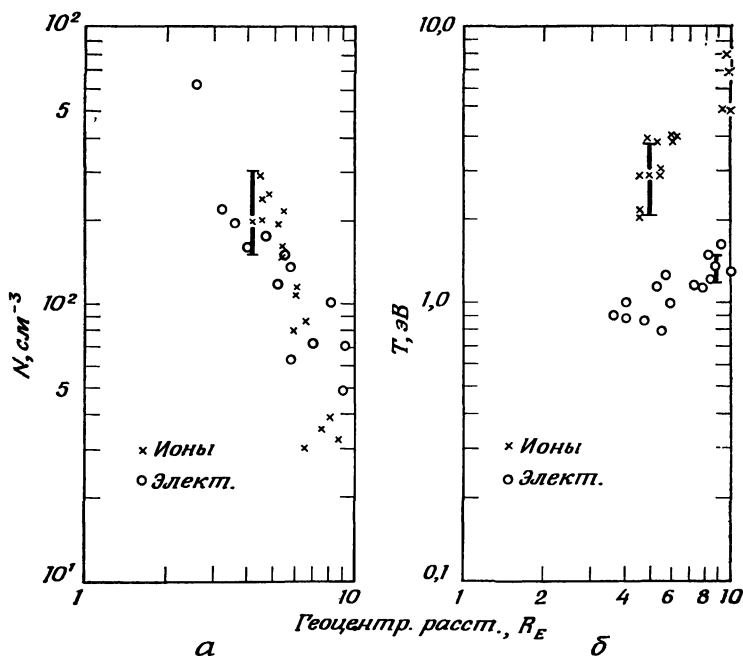
Р и с. 3.39. *а* — «экваториальный разрез» плазмосферы; по [293]; *б* — типичная плазмапауза, пересекаемая в полуденное время и показывающая изменения концентрации ионов H^+ , He^+ и O^+ в функции расстояния (в земных радиусах) магнитной силовой трубки L в плоскости экваториального разреза; *в* — типичная плазмапауза, пересекаемая в вечернем секторе и показывающая смещение распределения H^+ к большим значениям L , чем в других секторах. Сплошная кривая иллюстрирует зависимость $1/L^4$. По [299].

Предположение Карпентера было скоро подтверждено прямыми измерениями концентрации H^+ со спутника [298, 416, 418]. На рис. 3.39, *б* приведен пример пересечения плазмапаузы в полуденном секторе, а на рис. 3.39, *в* — пересечение «выпуклости» в вечернем секторе. Чепел и др. [298] показали, что в области выпуклости концентрация ионов падает по закону $1/L^4$ и что подобную зависимость можно ожидать в предположении однородного притока плазмы в магнитные силовые трубки от их «оснований», поскольку объем трубок пропорционален L^4 . Хотя пока это положение не получило подтверждения, образование плазмапаузы и «выпуклости» тесно связано с конвекцией магнитосферной плазмы. Это будет подробнее обсуждено в разд. 6.9.2, *г*.

Структура ионизованной части верхней атмосферы в экваториальной плоскости находит соответствующее отражение в верхней ионосфере в средних и высоких широтах. Эта особенность проявля-



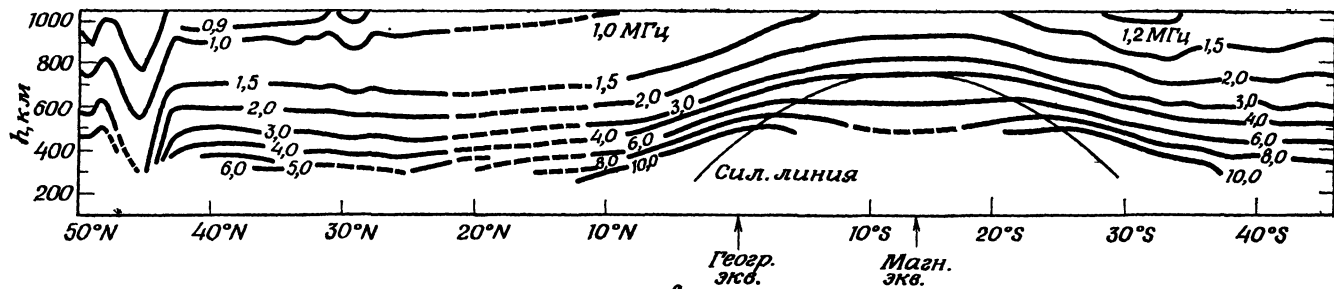
Р и с. 3.39 б, в.



Р и с. 3.40. а, б — распределение плотности и температуры в магнитосферной плазме; по [406]; в — разрез ионосферы между 50° с. ш. и 45° ю. ш. при 65° з. д. Кривые соответствуют постоянной плазменной частоте в МГц. Большой уклон изолиний на 45° с. ш.— среднеширотный «провал»; по [377]; г — положение высокоширотного кольца повышенной плотности плазмы, проекции плазмопаузы (эквивалентной среднеширотному «провалу») вместе с овалом полярных сияний и проекцией границы захвата; по [261]; д — решения уравнения для числа Маха (поток H^+). Кривая А представляет направленный наружу поток плазмы, который становится сверхзвуковым в критической точке и непрерывно ускоряется на больших высотах. Кривая В — критическая кривая направленного вниз потока; по [265]; е — распределение по высоте ионов H^+ , He^+ и O^+ в полярных районах для $T_e = 3000$ К при переменной ионной температуре и модели нейтральной атмосферы для 1000 К; по [266].

ется в существовании полосы экваториальнее овала полярных сияний, в котором электронная концентрация понижена; она именуется *среднеширотным провалом* и будет подробнее обсуждена в разд. 3.6.3, е.

За пределами плазмосферы имеется протяженный слой плазмы, который вытягивается в область хвоста магнитосферы в экваториальной плоскости. Он именуется *плазменным слоем* и подробно рассматривается в разд. 6.9. Две названные области плазмы разделены интенсивным поясом протонов, или так называемым «кольцевым



6

Р и с. 3.40 в.

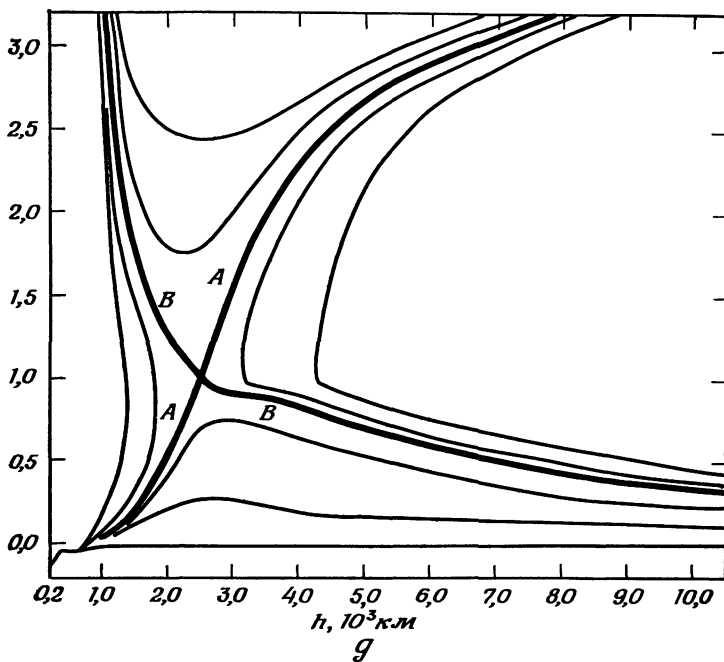
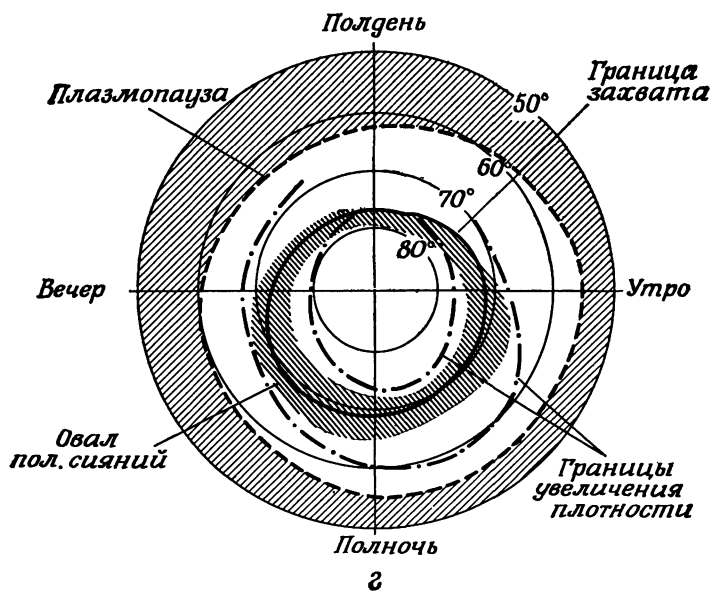
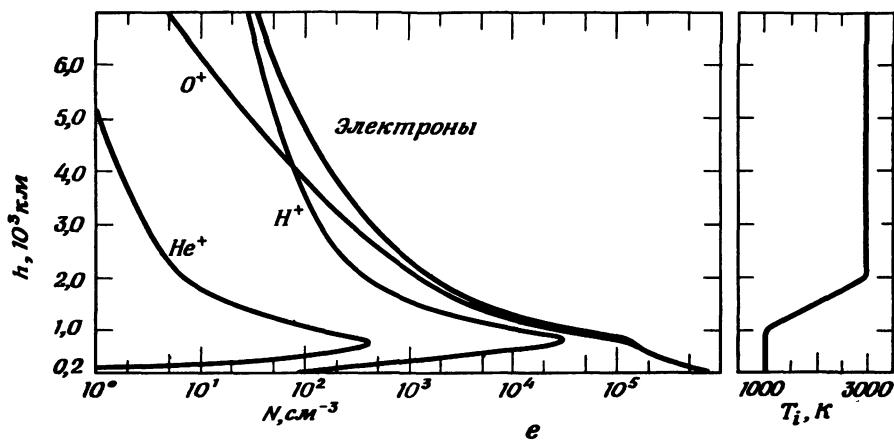
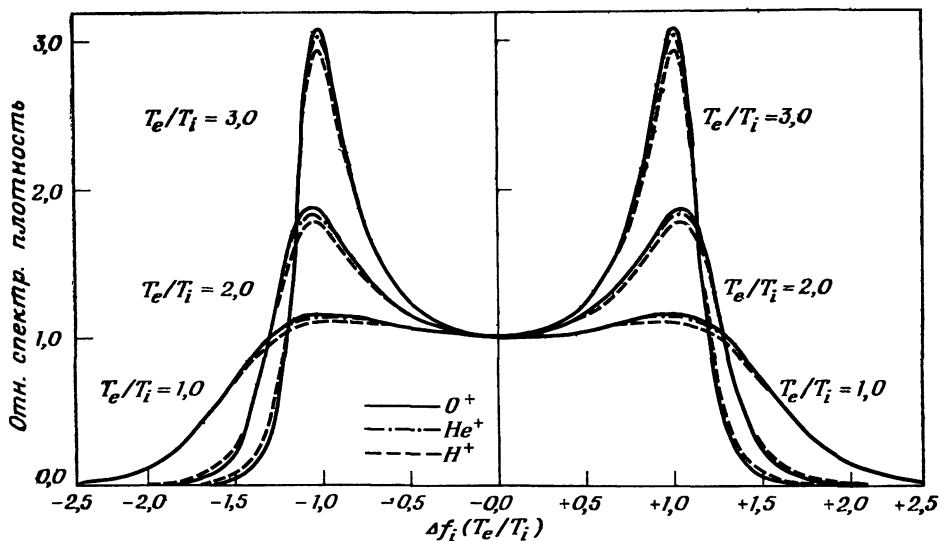


Рис. 3.40 г, д.



Р и с. 3.40 e



Р и с. 3.40 ж. Спектры рассеянных волн при $T_e/T_i = 1,0; 2,0; 3,0$ для O^+, He^+, H^+ [372].

током», который становится наиболее интенсивным во время геомагнитных возмущений (гл. 8). Электрическое поле может быть причиной крупномасштабного динамического воздействия на плазму в обоих районах (разд. 6.9).

д) *Температура в плазмосфере и вне ее.* Сербу и Мейер [406] из спутниковых наблюдений нашли, что температура возрастает от ~ 3000 К у основания протоносферы (высота ~ 1000 км) до $20\,000$ К на границе магнитосферы (рис. 3.40). Далее, они обнаружили, что распределение скоростей как ионов, так и электронов приблизительно максвелловское, причем ионная температура существенно выше, чем электронная (рис. 3.40, а и б). В [406, 414] заключено, что если этот температурный профиль объяснять притоком тепла от источника за пределами магнитосферы, то необходим поток тепла порядка 1 эрг/(см²·с), а градиент температуры $\partial T/\partial s$ у основания протоносферы должен составлять 100 К/км ($=1$ эрг/(см²·с· K_{\parallel})), где K_{\parallel} — теплопроводность параллельно \mathbf{B} , определяемая выражением

$$K_{\parallel} \approx K_{\parallel e} \approx 10^{-6} T_e^{5/2} \text{ эрг/(см} \cdot \text{с} \cdot \text{К)}.$$

С другой стороны, спутниковые наблюдения показывают, что градиент температуры у основания протоносферы всего порядка 1 К/км или даже меньше. Майр и Волланд [366] заключили, что за исключением верхней части магнитосферы, нагревание происходит за счет направленного вверх потока энергии из ионосферы. Этот поток 10^{-3} — 10^{-2} эрг/(см²·с) в основном переносится фотоэлектронами, диссипирующими из ионосферы (разд. 3.2). Часть этой тепловой энергии, запасенной в магнитосфере, передается, однако, за счет теплопроводности вниз. Ряд авторов [319, 400] исследовали этот направленный вниз поток тепла одновременными измерениями температуры на борту ракеты и пролетающих над ракетой спутников «Алутт-2» и «Эксплорер-31». Согласно их оценкам, поток должен составлять $2 \cdot 10^{10}$ эВ/(см²·с) $= 3,2 \cdot 10^{-2}$ эрг/(см²·с). В верхней магнитосфере турбулентность и плазменные неустойчивости могут увеличить теплопроводность через границу магнитосферы (т. е. перпендикулярно \mathbf{B}) и создать поток энергии внутрь магнитосферы порядка 10^{-10} эрг/(см²·с), как первоначально предположил Тамао [406].

е) *Полярная ионосфера и полярный ветер.* Наблюдения верхней части ионосферы со спутников на полярных орбитах, например с «Алутт-1», выявили много интересных особенностей верхней ионосферы, особенно в полярных областях. Существует интервал широт, опоясывающий земной шар, в котором концентрация электронов невелика (среднеширотный провал). На рис. 3.40, в показан разрез ионосферы между 50° с. ш. и 45° ю. ш. на 65° з. д. в 23 ч 18 мин УТ 24 октября 1962 г. На рисунке показаны изолинии плазменной частоты, которая пропорциональна $\sqrt{n_e}$ (разд. 4.5.2). Напоминающая провал структура между 40 и 50° с. ш. является сечением сред-

неширотного провала. Райкрофт и Томас [398] и Томас и Эндриус [422] показали, что низкоширотная сторона провала приблизительно совпадает с проекцией плазмопаузы вдоль силовых линий геомагнитного поля. Геомагнитные силовые линии в окрестности плазмопаузы делят ионосферу на две области: на более низких широтах, создаваемую в основном ионизирующим солнечным излучением, и полярную ионосферу, образуемую авроральными частицами (разд. 8.9.1). На рис. 3.40, *г* показана проекция плазмопаузы на полярную ионосферу в координатах дипольная широта (инвариантная; см. разд. 6.4) — время.

На широтах, больших чем среднеширотный провал, существует еще один опоясывающий земной шар пояс — «кольцо» с высокой электронной концентрацией, который совпадает с полосой полярных сияний, именуемой *овалом полярных сияний* (разд. 8.9.1). Внутри овала электронная концентрация очень низка.

Бэнкс и Холзер [263—265] показали, что в многокомпонентной плазме (состоящей, скажем, из O^+ , N^+ и He^+) в полярных областях легкие ионы N^+ и He^+ ускоряются до сверхзвуковых скоростей. Образующийся поток называется *полярным ветром*. В общем случае сила, действующая на j -ю ионную составляющую, складывается из силы тяготения (ее компоненты вдоль \mathbf{B}), «силы трения», возникающей из-за столкновений с другими частицами, градиента давления j -й составляющей, электрических полей. Электрические поля возникают вследствие разделения зарядов тяжелых ионов (O^+) и электронов и вызывают направленное вверх ускорение малочисленных легких ионов (N^+ , He^+). Если существует равновесное состояние, оно критическим образом зависит от граничного давления плазмы на больших расстояниях. Для достаточно малого давления на границе и соответствующего притока энергии будет существовать направленный наружу поток, тогда как высокое давление на границе может привести к накоплению плазмы. В низких широтах, где геомагнитные силовые линии имеют дипольный характер, направленная вверх ускоряющая сила, обусловленная электрическим полем, будет уравновешиваться собственным градиентом давления (разд. 3.6.3, *а*). С другой стороны, в полярной шапке, где силовые линии вытягиваются в хвост магнитосферы (разд. 5.6), такой градиент давления не может установиться, и может возникнуть амбиполярный поток легких ионов, направленный наружу.

Бэнкс и Холзер [265] показали, что рассмотрение амбиполярного потока может быть проведено тем же методом, что и солнечно-го ветра. На рис. 3.40, *д* приведено решение для ионов N^+ для модели, в которой температура нейтральной атмосферы 1000 К, а ионная и электронная температуры равны и составляют 3000 К. Семейства кривых, изображающих различные типы решений уравнений потока, по своим характеристикам сходны с таковыми для солнечного ветра (разд. 1.4.1). Среди них кривая, обозначенная через A , про-

ходит через критическую точку — точку перехода к сверхзвуковому потоку. Ее высота в данном частном случае составляет 2600 км. Типичные потоки диссипирующих ионов H^+ и He^+ по порядку величины равны $2-7 \cdot 10^8$ и $2-4 \cdot 10^6$ $см^{-2} \cdot с^{-1}$ соответственно. В результате в верхней части полярной ионосферы преобладающим ионом оказывается O^+ . Направленный наружу поток приводит также к значительному изменению электронной концентрации в ионосфере. На рис. 3.40, *e* изображено вычисленное распределение ионов O^+ , H^+ и He^+ в полярной верхней атмосфере. Выше 1000 км можно заметить значительное убывание ионов H^+ и He^+ .

Подобные потоки ионов H^+ наблюдались Гофманом [333], который показал, что поток в полярных областях, по-видимому, более интенсивный, хотя и переменный ($\sim 3-5 \cdot 10^8$ $см^{-2} \cdot с^{-1}$) зимой и более устойчивый ($\sim 5 \cdot 10^7$ $см^{-2} \cdot с^{-1}$) в летние месяцы. Мейер [357] наблюдал понижение интенсивности излучения $L\alpha$ над полярными областями, что заставляет предположить меньшую концентрацию атомов водорода по сравнению с ионосферой средних широт. Связь между депрессией излучения и полярным ветром будет обсуждаться в разд. 3.7.

ж) *Метод некогерентного рассеяния.* Этот метод является мощным средством измерения электронной концентрации, а также ионной и электронной температур в ионосфере посредством луча радиолокатора. Интенсивность рассеянного назад излучения радиолокатора (с длиной волны λ) от статистических флуктуаций концентрации свободных электронов в данном объеме пропорциональна сечению рассеяния σ , которое в свою очередь пропорционально концентрации электронов:

$$\sigma = \sigma_e n_e \quad \text{при} \quad \lambda \ll 4\pi l_D$$

и

$$\sigma = \frac{1}{2} \sigma_e n_e \quad \text{при} \quad \lambda \gg 4\pi l_D,$$

где σ_e — сечение рассеяния одного свободного электрона (разд. 1.7), а l_D — дебаевский радиус. В первом случае интенсивность рассеянного назад излучения определяется как сумма интенсивностей рассеяния каждым электроном. Отсюда можно вывести распределение электронов по высоте, наблюдая интенсивность рассеянного назад излучения. Если рассеивающие электроны имеют конечную температуру, то их случайные тепловые движения вызывают доплеровское уширение рассеянной назад волны. Возникающее при этом уширение полосы Δf определяется формулой

$$\Delta f = \frac{1830}{\lambda_0} \sqrt{T},$$

где λ_0 — длина падающей волны (в см).

Этот метод зондирования ионосферы был предложен Гордоном [314]. Однако вскоре Боулс [278], Догерти и Фарли [303], а также другие исследователи обнаружили, что рассеяние излучения радиолокатора вызывается ионными акустическими волнами (разд. 6.10.1), скорость которых равна

$$v_{ac} = \{(T_e + T_i)/(m_e + m_i)\}^{1/2}.$$

Таким образом, спектр рассеянной волны имеет два острых пика, смещенных за счет доплеровского эффекта, соответствующих значениям $\pm v_{ac}$. Доплеровский сдвиг Δf_i определяется выражением

$$\Delta f_i = \frac{1}{\lambda} (8kT_i/m_i)^{3/2} \text{ Гц.}$$

На рис. 3.40, в даны теоретические спектры рассеянных волн для отношений электронных и ионных температур (T_e/T_i) равных 1,0; 2,0 и 3,0 для ионов O^+ , Ne^+ и H^+ . Подобные кривые можно использовать для определения T_e/T_i , сравнивая расчетные кривые с наблюдаемыми спектрами. Кроме того, дрейфовое движение плазмы со скоростью v_D порождает асимметрию спектров, так что отношение v_D/v_e может быть получено из этой асимметрии:

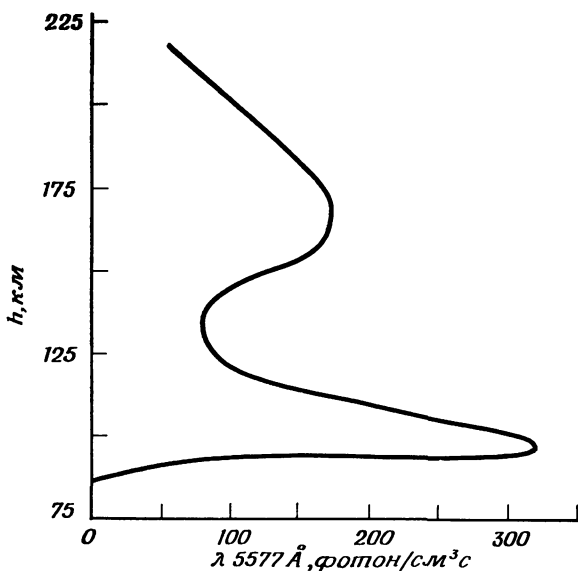
$$V_e = (3kT_e/m_e)^{1/2}.$$

3.7. СВЕЧЕНИЕ АТМОСФЕРЫ

Атомы и молекулы в нейтральном и ионизованном состояниях в верхней атмосфере возбуждаются при различных процессах и испускают характерные эмиссии. Это излучение в целом называется *свечением атмосферы* [472], или, более конкретно, *дневным свечением*, когда излучающие слои освещаются Солнцем, или *ночным свечением*, когда эмиссии наблюдаются ночью; промежуточное состояние именуется *сумеречным свечением*.

Дневное свечение является непосредственным следствием поглощения излучения. Когда молекулы азота ионизуются и одновременно возбуждаются солнечным излучением с длиной волны менее 660\AA , возбужденные ионы излучают в первой отрицательной полосе (3914\AA). Такая эмиссия с длиной волн, отличной от поглощаемого излучения, называется флуоресцентным рассеянием; после испускания этой эмиссии ионы продолжают излучать в первой отрицательной полосе путем резонансного рассеяния, вызываемого поглощением солнечных фотонов с длиной волны $\lambda 3914\text{\AA}$. Часть энергичных фотоэлектронов, образовавшихся в процессах фотоионизации, может в свою очередь ионизовать и возбуждать молекулы азота.

Ионизованная молекула азота может распасться на два атома азота путем диссоциативной рекомбинации (разд. 3.3). Некоторые об-



Р и с. 3.41. Наблюдаемая интенсивность эмиссии 5577 Å в дневном свечении атмосферы. По [563];

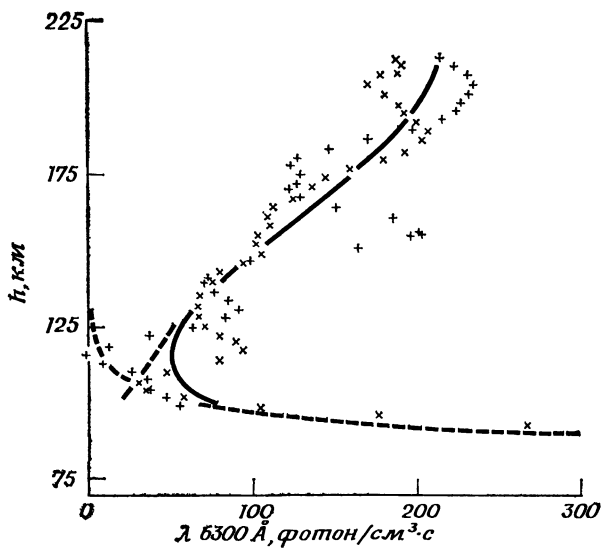
разованные таким путем атомы азота находятся в возбужденном состоянии; переход (2D — 4S) приводит к излучению линии 5200 Å.

Кислородные атомы в состоянии 1S излучают эмиссию λ 5577 Å, а в состоянии 1D — λ 6300 Å. Возбужденные атомы кислорода $O({}^3P)$, $O({}^1D)$ образуются в результате различных фотохимических процессов. Солнечное излучение диссоциирует молекулярный кислород на два атома, частично находящихся в возбужденном состоянии. Некоторые молекулы кислорода, ионизованные солнечным излучением и энергичными фотоэлектронами, распадаются на два кислородных атома; часть их также оказывается в возбужденном состоянии. Менее энергичные фотоэлектроны и горячие тепловые электроны также могут возбуждать атомарный кислород. Возбужденные состояния кислородных атомов возникают и при химических процессах

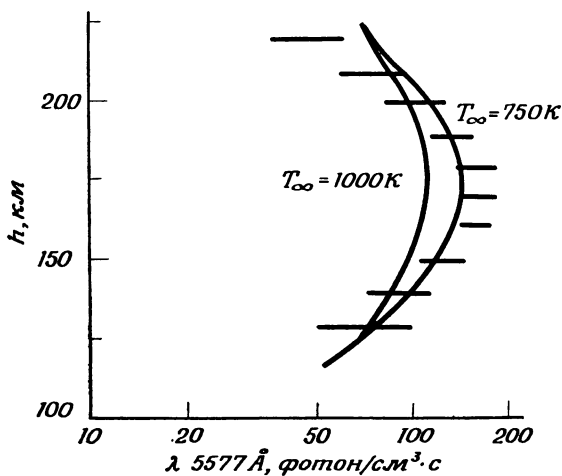


Эта реакция была впервые предложена Чепменом [451] для объяснения одной из наиболее примечательных особенностей ночного свечения — эмиссии λ 5577 Å.

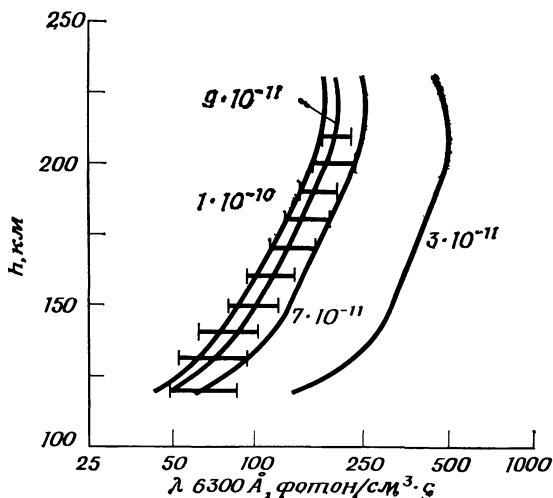
На рис. 3.41 и 3.42 приведены наблюдаемые интенсивности объемной эмиссии для излучений 5577 и 6300 Å. На рис. 3.43 показаны рассчитанные теоретически интенсивности эмиссии 5577 Å в предположении, что возбуждение осуществляется только горячими теп-



Р и с. 3.42. Наблюдаемая интенсивность эмиссии 6300 \AA в дневном свечении неба. По [563].



Р и с. 3.43. Вычисленная (сплошные кривые) и наблюдаемая интенсивности эмиссии 5577 \AA в дневном свечении неба. По [563].



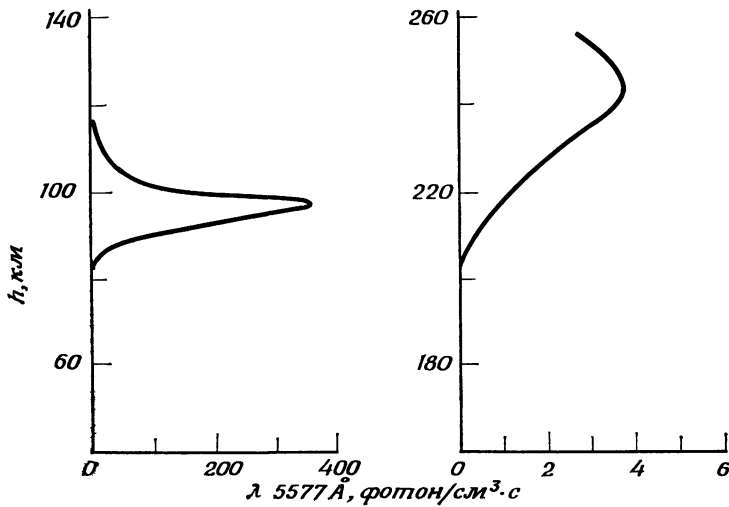
Р и с. 3.44. Вычисленная и наблюдаемая интенсивности эмиссии 6300 \AA в дневном свечении неба. По [563].

ловыми электронами, а на рис. 3.44 — эмиссии 6300 \AA . Сравнивая рис. 3.41 и 3.43, можно заключить, что протяженный слой, излучающий эмиссию 5577 \AA , центрирован примерно на высоте 160 км и может быть объяснен возбуждением за счет горячих тепловых электронов. Однако нижний слой, центрированный на высоту $\sim 95 \text{ км}$, должен возникать при других процессах, например реакции, предложенной Чепменом.

Вследствие большого времени жизни состояния $O(^1D)$ ($\sim 110 \text{ с}$) некоторые возбужденные атомы кислорода могут терять энергию возбуждения не через эмиссию, а за счет столкновений с N_2 и другими молекулами; происходит дезактивация. На рис. 3.44 интенсивность эмиссии в $\lambda 6300 \text{ \AA}$ для дневного свечения оценена для различных значений коэффициента дезактивации.

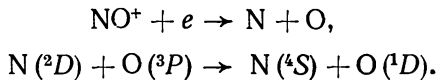
При помощи ракет были получены высотные профили эмиссий $\lambda 5577$ и 6300 \AA в ночном свечении (рис. 3.45 и 3.46). Как и в случае дневного свечения, эмиссия $\lambda 5577$ излучается двумя слоями. Однако, поскольку солнечное излучение ночью отсутствует, возбуждение кислородных атомов должно происходить за счет энергии, накопленной в верхней атмосфере за дневное время. Было обнаружено, что именно атомы кислорода, появляющиеся в ходе диссоциативной рекомбинации молекул O_2^+ , ответственны за эмиссии $\lambda 5577$ и 6300 \AA верхнего слоя в ночном свечении. Впервые это было предположено Бейтсом [442] и позднее тщательно исследовано рядом авторов [495, 514, 552]. Соответствующая реакция такова:





Р и с. 3.45. Наблюдаемый профиль интенсивности эмиссии 5577 Å в ночном свечении атмосферы. По [482].

Были рассмотрены также реакции

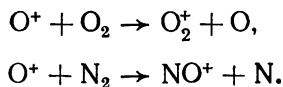


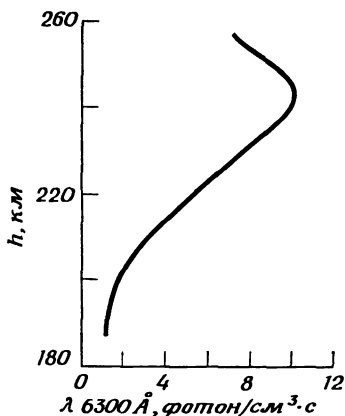
Эти реакции предполагают существование тесной связи между электронной концентрацией в верхней ионосфере и эмиссией λ 6300 Å. Барбье [437] и Делсем и Делсем [461] вывели эмпирическое соотношение, названное впоследствии формулой Барбье, которое связывает критическую частоту и кажущуюся высоту области F2 (разд. 4.5.2) с интенсивностью эмиссии λ 6300 Å. Это соотношение имеет вид

$$I(6300\text{Å}) = A + B(f_0 F2)^2 \exp\left(-\frac{h' F2 - 200}{H}\right),$$

где интенсивность излучения измеряется в реляях (разд. 8.9). H означает шкалу высот, A и B — эмпирические постоянные.

Заметим, что основными реакциями образования ионов O_2^+ и NO^+ в ночное время в области F являются следующие:





Р и с. 3.46. Наблюдаемый профиль интенсивности эмиссии 6300 \AA в ночном свечении неба. По [482].

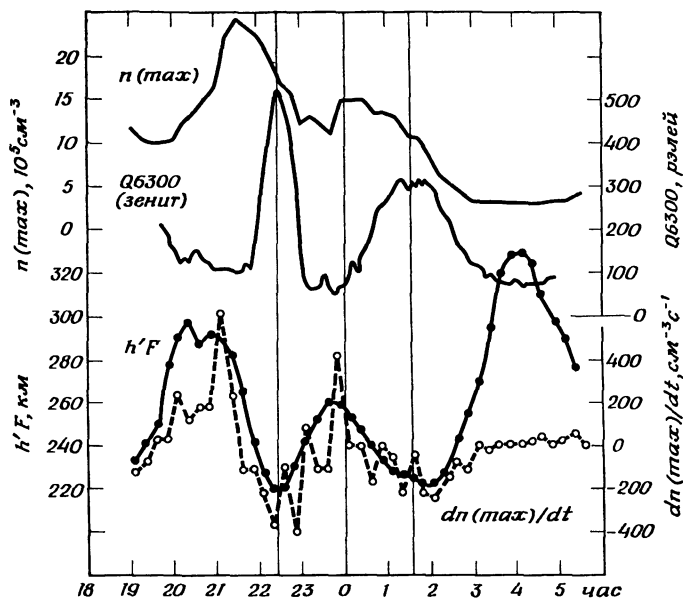
Петерсон [520] показал, что интенсивность излучения $\lambda 6300 \text{ \AA}$ из области F можно выразить соотношением

$$BH_{32}(f_0 F^2)^2 \exp(-h_{\max}/H_{32}),$$

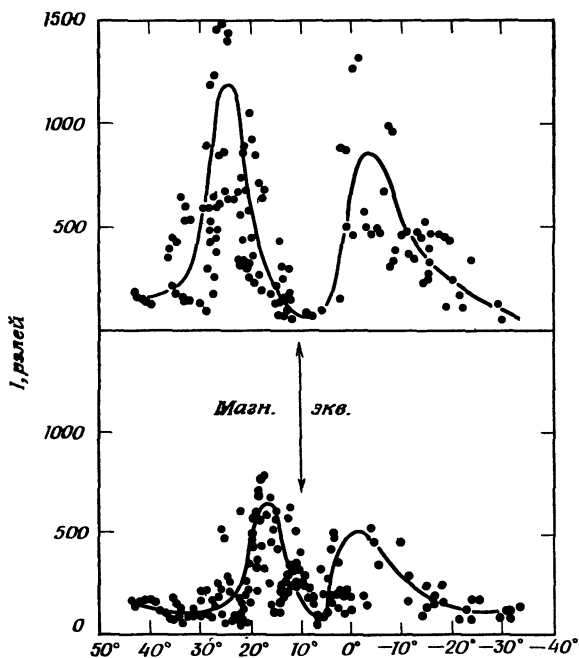
где h_{\max} — высота максимальной концентрации электронов в области F , а H_{32} — шкала высот для молекулярного кислорода. Формула Барбье позволяет предположить, что значительное усиление излучения $\lambda 6300 \text{ \AA}$ может быть связано с уменьшением высоты области F . Пример подобной корреляции показан на рис. 3.47.

Другая интересная зависимость между областью F ионосферы и излучением 6300 \AA обнаружена в низкоширотных красных дугах, которые располагаются вдоль магнитного экватора (по одной в каждом полушарии). Эти области повышенного излучения $\lambda 6300 \text{ \AA}$ совпадают с двумя поясами высокой электронной концентрации (разд. 4.5.4). На рис. 3.48 показано распределение интенсивности излучения $\lambda 6300 \text{ \AA}$ около 23 ч 00 мин местного времени поперек магнитного экватора. Недавно было найдено, что эти два пояса совпадают с двумя поясами низкоширотного ультрафиолетового свечения атмосферы, спектр которого состоит из линий 1304 и 1356 \AA атомарного кислорода [441, 488].

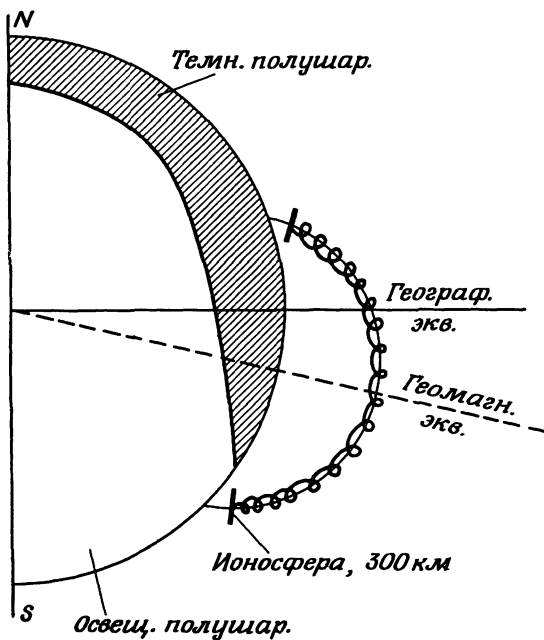
Барбье [437] также отметил, что ночное свечение $\lambda 6300 \text{ \AA}$ во Франции значительно усиливается в течение нескольких часов перед восходом Солнца на поверхности Земли; позднее существование этого явления было подтверждено в ряде других мест и было приписано Коулом [455] возбуждению атомов кислорода за счет фотоэлектронов из магнито-сопряженной точки в противоположном полушарии (если она в это время освещена Солнцем); см. рис. 3.49. Геометрия



Р и с. 3.47. Связь между излучением 6300 Å, параметрами ионосферы $n(\max)$ и $h'F$. По [528].



Р и с. 3.48. Изменение излучения 6300 Å с широтой в африканском секторе в течение ноября 1960 г. По [439].

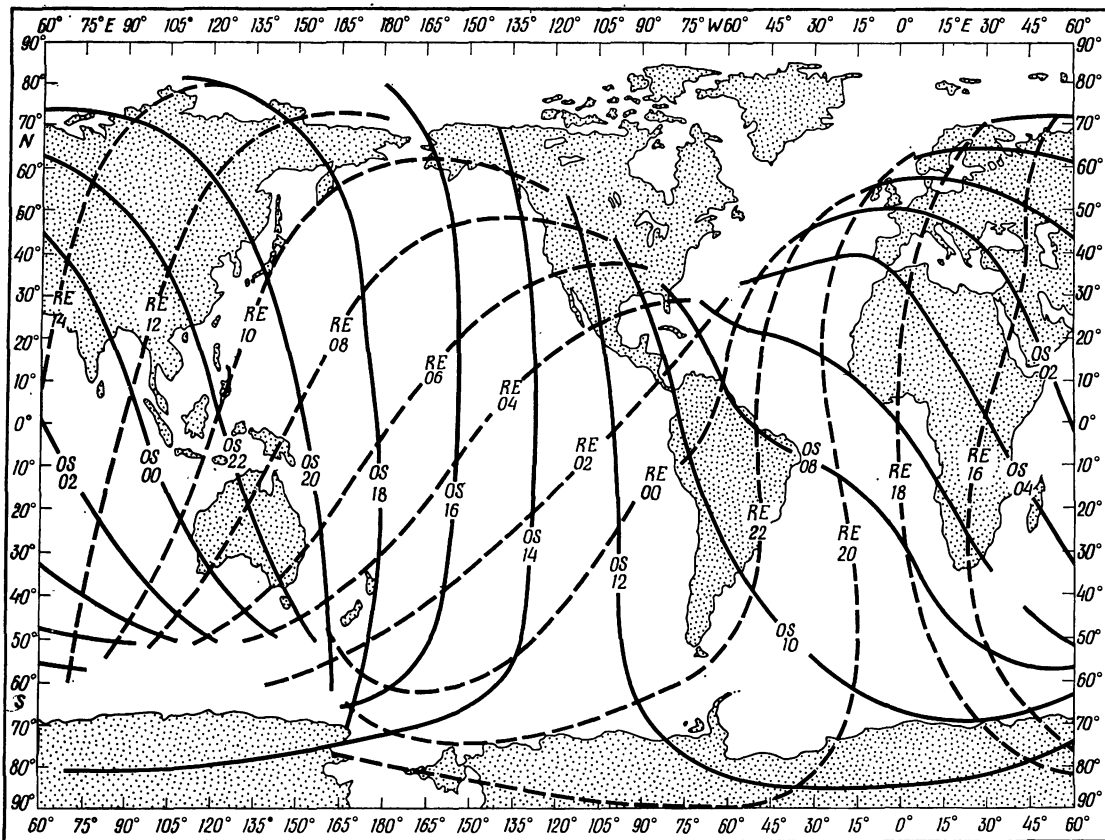


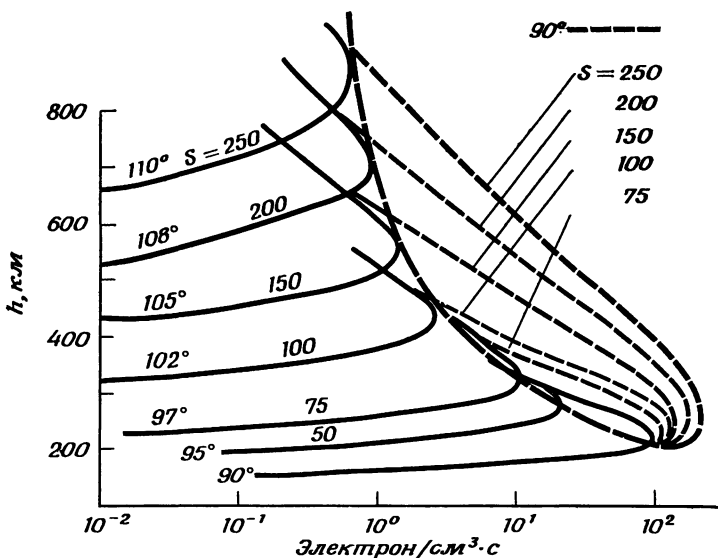
Р и с. 3.49. Геометрия потока фотоэлектронов, направленного от освещенного Солнцем южного полушария к темному северному полушарию. По [449] (с модификацией).

области высыпания этих сопряженных фотоэлектронов может быть легко получена, если известно геомагнитное поле, вдоль которого движутся сопряженные фотоэлектроны. На рис. 3.50 приведена карта, указывающая области высыпания фотоэлектронов для различных моментов в декабре месяце. Рис. 3.51 показывает рассчитанное высотное распределение скорости образования фотоэлектронов в точке, сопряженной с От-Провансом (Франция), а рис. 3.52 — интенсивность объемной эмиссии для излучения $\lambda 6300 \text{ \AA}$. Эта проблема была исследована рядом авторов в работах [448, 456, 460, 473, 499, 515].

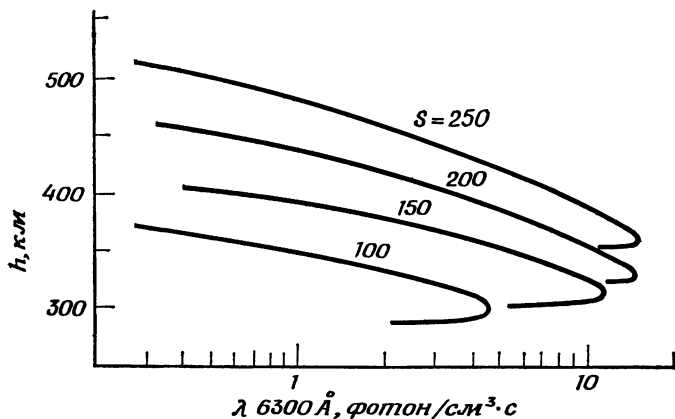
Земля окружена протяженным слоем атомов водорода, которые путем резонансных или флуоресцентных процессов рассеивают излучение водорода от Солнца и от других источников. Таким образом, Земля окружена водородным свечением, геокороной. Ночное свечение атмосферы включает также водородные эмиссии. Распределение излучения $\text{L}\alpha$ в ночном небе было исследовано аппаратурой, установленной на ракетах (рис. 3.53).

Р и с. 3.50. М и р о в а я карта высыпания фотоэлектронов каждые 2 ч солнечных суток в декабре. Восход Солнца (OS) указан сплошными кривыми; заход (RE) — пунктирными. Всемирное время. По [459].

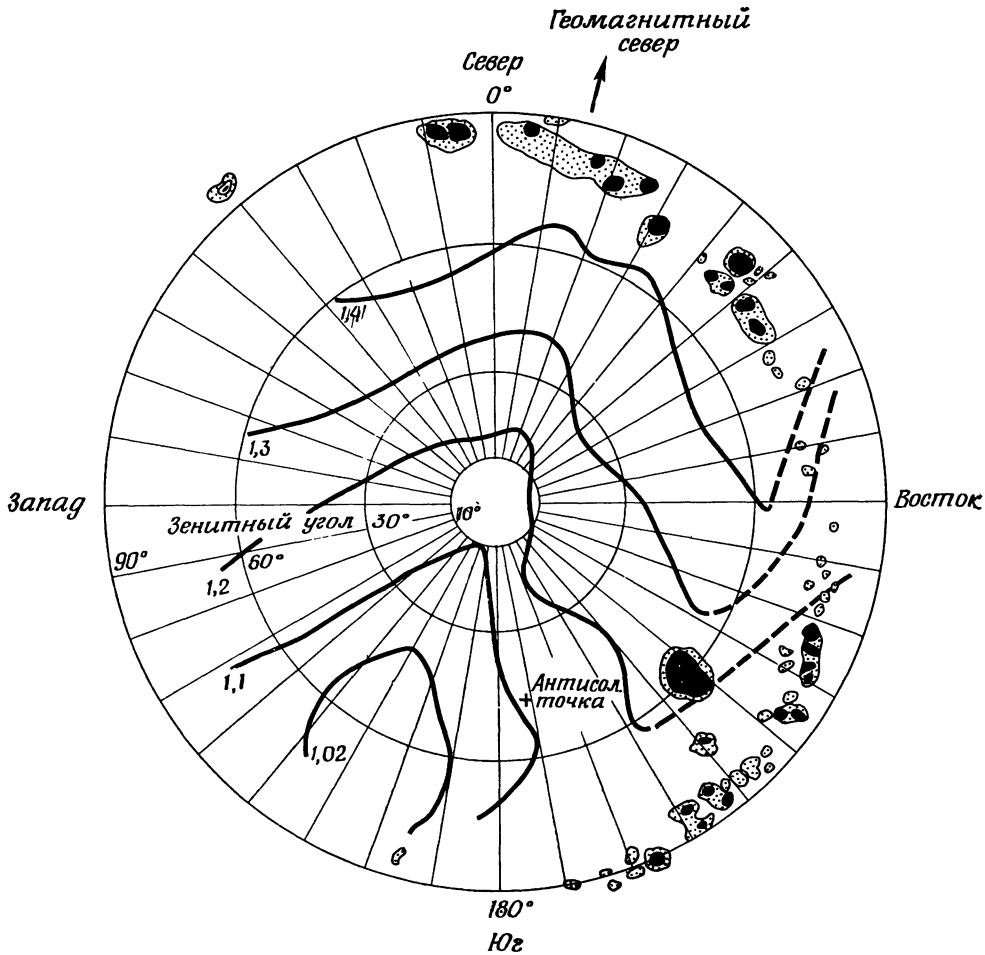




Р и с. 3.51. Скорость образования фотоэлектронов в функции высоты для нескольких значений зенитных расстояний и соответствующих значений потока S солнечного радиоизлучения на волне 10,7 см. Представлены кривые скорости образования, соответствующие наблюдаемому восходу выпыпания фотоэлектронов в От-Провансе, Франция. Крупный пункт указывает геометрическое место максимумов приведенных кривых для восхода при различных значениях потока солнечного радиоизлучения и зенитного расстояния. По [459].

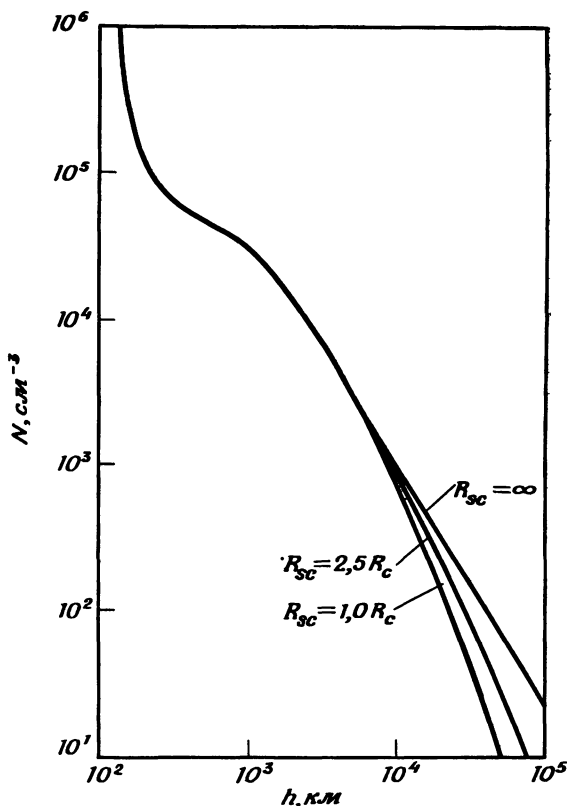


Р и с. 3.52. Интенсивность эмиссии из объема для нескольких значений потока солнечного радиоизлучения на волне 10,7 см. По [459].



Р и с. 3.53. Наблюдаемое распределение излучения $\text{Ly}\alpha$ по ночному небу согласно [568]. Отмечены также туманности, излучающие в линии $\text{Ly}\alpha$ [552—554].

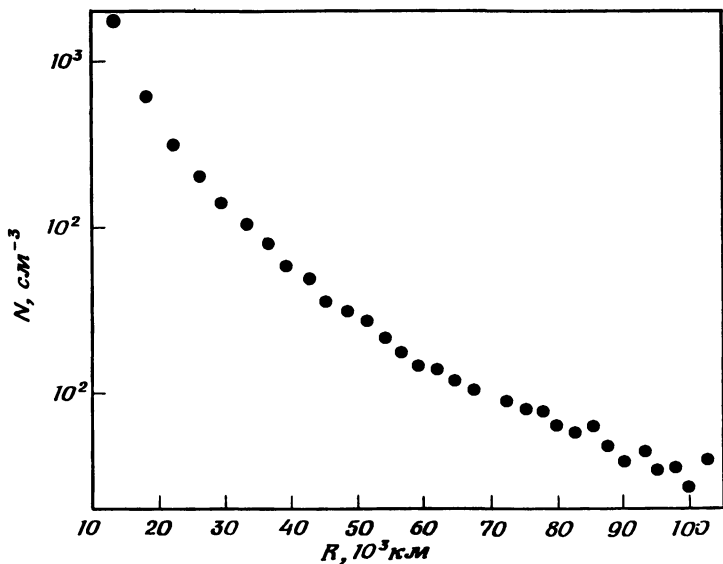
Имеется некоторое расхождение в том, почему излучение $\text{Ly}\alpha$ настолько неоднородно. Если оно полностью вызывается солнечным излучением, рассеянным земным водородом, то минимум изофот должен был бы находиться близ антисолнечного направления. Отклонения от подобной простой картины вынудили Кондо и Куппермана [500] отнести эту неоднородность за счет возбуждения атомов водорода энергичными частицами в радиационном поясе (разд. 6.8).



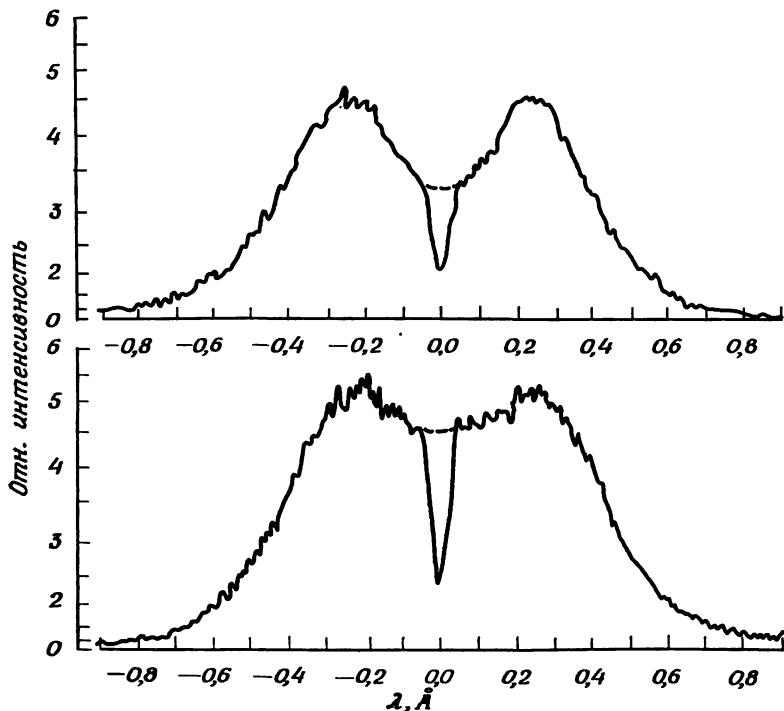
Р и с. 3.54. Изменение концентраций водорода для моделей Коккарта—Николе и Чемберлена. Модели нормированы так, чтобы концентрация на высоте 100 км была равна $3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. Для указанных Чемберленом [450] значений критической высоты спутника R_{sc} (в единицах высоты основания экзосферы R_c) оказываются подходящими три экзосферных распределения. Температура экзосферы принята равной 1100 К! По [511].

Однако этот процесс представляется неэффективным для объяснения наблюдаемой неоднородности [467, 471]. Тинсли [552, 553] предположил, что излучение $\text{L}\alpha$ вблизи плоскости Галактики также может быть важным источником неоднородности (рис. 3.53).

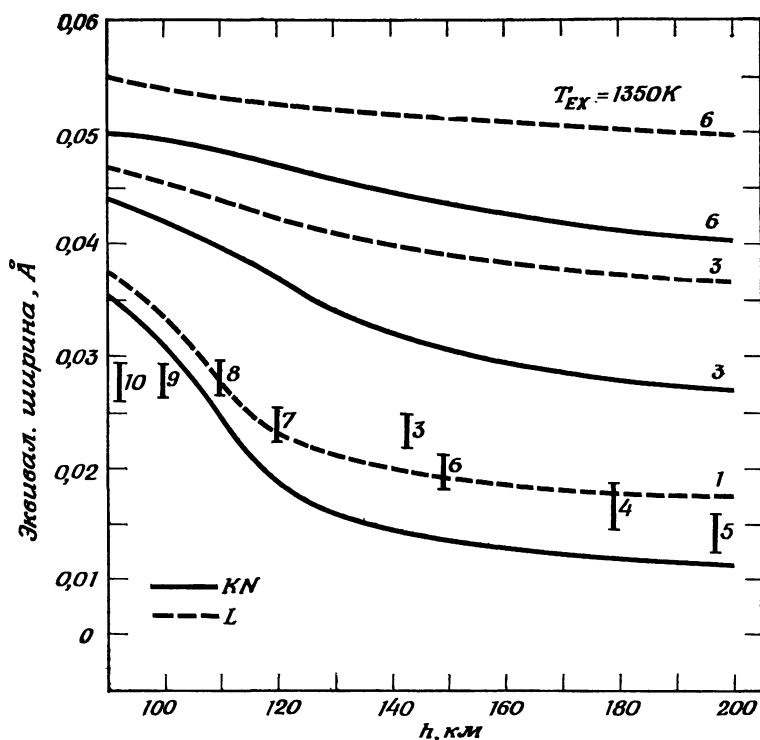
Недавно наблюдения $\text{L}\alpha$ -излучения водорода были проведены с двух космических аппаратов — ОГО-4 [511] и «Маринер-5» [560]. В первой работе показано, что наблюдаемая интенсивность в функции зенитного угла Солнца согласуется с рассчитанной на основе модели распределения водорода, предложенной Коккартом и Николе



Р и с. 3.55. Изменение концентрации водорода вдоль прямой Земля—Солнце в функции расстояния от центра Земли. Расстояние $R = R \cos \theta$, где R — геоцентрическое расстояние, а θ — угол между прямыми космический аппарат — Земля и Земля — Солнце. По [560].



Р и с. 3.56. Примеры записи солнечной эмиссионной линии La 19 апреля 1960 г. Вверху — спокойная область, внизу — вблизи небольшого факела. По [559].

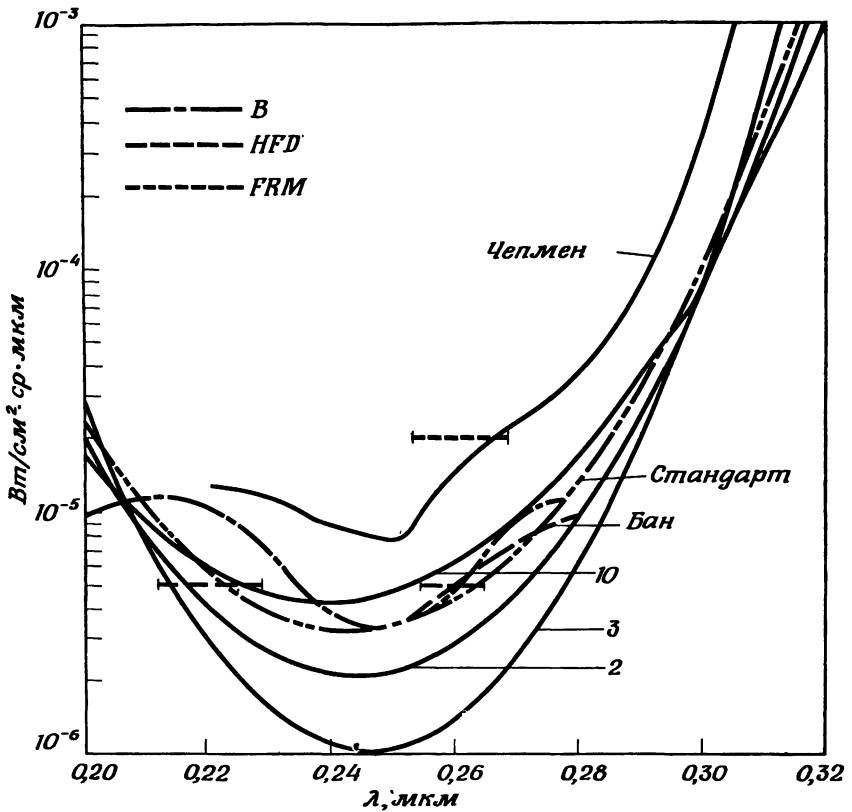


Р и с. 3.57. Сравнение теоретических и экспериментальных эквивалентных ширин на различных высотах для температуры экзосферы $T = 1350 K$ и зенитного угла Солнца 69° . KN — модель Коккартса — Николе, L — модель Лившица, вертикальные черточки — измерения Перселла и Тауси, 1961. По [512].

(разд. 3.6), в предположении, что концентрация на высоте 100 км принимается равной $3 \cdot 10^7 \text{см}^{-3}$ (рис. 3.54).

Во второй работе получено распределение водорода во внешней геокороне непосредственно из наблюдаемой интенсивности эмиссии, которая пропорциональна концентрации атомарного водорода в столбе единичного сечения (рис. 3.55).

Наблюдение солнечной эмиссионной линии La через геокорону показывает присутствие узкого центрального ядра поглощения с полушириной порядка $0,015-0,03 \text{Å}$ (рис. 3.56). Можно полагать, что это абсорбционное ядро вызывается поглощением солнечного излучения La холодным атомарным околосземным водородом [559]. Мейер и Принц [512] оценили полуширину для различных моделей атмосферы и сравнили их с результатами наблюдений. Они нашли, что концентрация водорода на высоте 100 км должна быть заключена



Р и с. 3.58. Теоретические расчеты рассеяния солнечного излучения в зависимости от длины волны для случая наблюдения за пределами атмосферы в направлении надира; Солнце в зените. Экспериментальные кривые получены различными авторами: *B* — [440], *FRM* — [478], *HFD* — [487]. По [481].

между $1,25 \cdot 10^7$ и $2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ для модели, предложенной Коккартсом и Николе. Однако изменение полуширины с высотой оказывается недостаточно чувствительным, чтобы можно было выбирать между моделями, предложенными Коккартсом и Николе и Лившицом (разд. 3.6); см. рис. 3.57.

Джонсон и Фиш [493] и Донахью [464] предположили, что эмиссия Na в ночном небе возникает вследствие радиационного переноса солнечного излучения La путем многократного рассеяния земными атомами водорода.

Мейер [510] наблюдал депрессию интенсивности La -излучения над полярными областями и предположил, что потеря ионов H^+ за счет полярного ветра приводит к недостатку атомов водорода, поскольку последние образуются в процессе перезарядки:



Атомы гелия в верхней атмосфере также рассеивают солнечное излучение путем резонансных или флуоресцентных процессов. Излучение атомарного гелия на $\lambda 10\ 830 \text{ \AA}$ было впервые открыто Шефовым [534, 535] в спектре сумеречного свечения. Джонсон, Юнг и Холмс [492] недавно наблюдали протяженное свечение $\text{He}^+ \lambda 304 \text{ \AA}$ в ночном небе посредством детектора, поднятого на ракете.

Земная атмосфера рассеивает солнечное ультрафиолетовое излучение в космическое пространство в основном путем релеевского рассеяния. Однако рассеянное излучение частично поглощается слоем озона. Излучательная способность земной атмосферы в области среднего ультрафиолета была изучена Грином и Уайатом [481]. Наблюдения оказались в хорошем согласии с теоретическими оценками (рис.3.58). Рентгеновская флуоресценция атмосферы исследовалась Томлином [558]; он оценил, что на высоте 110 км потоки излучения от азота и кислорода составляют $\sim 9 \cdot 10^4$ и $1 \cdot 10^4$ фотон/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$ соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

Статьи

1. Barlier F., Jaeck C., Correlation entre les variations de densité de la haute atmosphere et le rayonnement X sur une période d'observation en 1966, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 976—979.
2. Barlier F., Meyer C., Densités entre 140 et 180 km déduites d'observations de satellites artificiels á perigée très bas, ou en voie de chute, en particulier á partir de celles de 66.51 C (ERS 16), Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 969—975.
3. Berkner L. V., Marshall L. C., The history of growth of oxygen in the earth's atmosphere, The origin and evolution of atmospheres and oceans, eds. P. J. Brancazio and A. G. W. Cameron, Wiley, New York, 1964, pp. 102—126.
4. Бюро Е. Д., Жуков А. П., Мартынкевич Г. М., Швидковский Е. Г. Measurements of some neutral components of the arctic thermosphere, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North-Holland, Amsterdam, 1969, pp. 501—507.
5. Brannon P. J., Hoffman J. M., Molecular oxygen density measurements from 80 to 140 kilometers, J. Geophys. Res., 76, 4630—4633 (1971).
6. Broglio L., Air density between 200 and 300 km obtained by San Marco I satellite, Space research VII, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1135—1147.

7. Chamberlin R. T., Geological evidence on the evolution of the earth's atmosphere, The atmospheres of the earth and planets, ed. G. P. Kuiper, Univ. of Chicago Press, 1949, pp. 250—259.
8. Champion K. S. W., Model atmospheres of the thermosphere, Space research VII, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North-Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1185—1191.
9. Champion K. S. W., Variations with season and latitude of density, temperature and composition in the lower thermosphere, Space research VII, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1101—1118.
10. Champion K. S. W., Physical properties of the lower thermosphere, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 782—799.
11. Champion K. S. W., Review of the properties of the lower thermosphere, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 459—477.
12. Champion K. S. W., Minzner R. A., Revision of United States standard atmosphere 90 to 700 kilometers, Rev., Geophys., 1, 57—84 (1963).
13. Duboin M. L., Lejeune G., Petit M., Weill G., Excitation of the oxygen lines and ionospheric heating by conjugate photoelectrons, J. Atmos. Terr. Phys., 30, 299—304 (1968).
14. Faire A. C., Champion K. S. W., Falling sphere measurements of atmospheric density, temperature and pressure at Fort Churchill, Canada and Eglin, Florida, Space research VII, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North-Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1046—1057.
15. Faire A. C., Champion K. S. W., Upper atmosphere parameters obtained from recent falling sphere measurements at Eglin, Florida, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 343—353.
16. Федынский А. В., Перов С. П., Чижов А. Ф., Some preliminary results of measurements of water vapour, atomic oxygen concentration and total density in mesosphere with heat recorders, Space research VII, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1068—1072.
17. Голышев Г. И., Полосков С. М., Похунков А. А. и др., Mass spectrometer investigation of the neutral atmospheric composition at Thumba Equatorial Rocket Launching Station, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 508—511.
18. Gross J., Offermann D., Von Zahn U., Neutral particle densities in the lower thermosphere as measured by mass spectrometers above Fort Churchill and Sardinia, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 920—925.
19. Groves G. V., Comparisons of new results with CIRA 1965 with emphasis on the IQSY data and a review for the region 30 to 100 km, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 741—760.
20. Groves G. V., Review of atmospheric structure in the region 30—100 km, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 449—458.
21. Hinteregger H. E., Hall L. A., Thermospheric densities and temperatures from EUV absorption measurements by OSO-III, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 519—529.
22. Иванова И. Н., Кокин Г. А., Чижов А. Ф., Thermospheric temperatures in the Central Arctic, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 514—518.

23. *Jacchia L. G.*, Recent results in the atmospheric region above 200 km and comparisons with CIRA 1965, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 800—810.
24. *Jacchia L. G.*, The neutral atmosphere above 200 km: a progress report, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 478—486.
25. *Johnson F. S.*, Turbopause processes and effects, Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 262—269.
26. *Keating G. M.*, Changes in the lower exosphere since solar minimum, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith, R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 534—546.
27. *Lenoir W. B.*, Microwave spectrum of molecular oxygen in the mesosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 361—376 (1968).
28. *Lindblad B. A.*, Solar cycle variations in atmospheric density as deduced from meteor observations, Space research VII, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1029—1043.
29. *Маров М. Я.*, Soviet data on densities and scale heights at altitudes greater than 150 km, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 811—820.
30. *Маров М. Я.*, *Алферов А. М.*, Temperature and density of the thermosphere in 1966—1967, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 487—498.
31. *Mauersberger K.*, *Müller D.*, *Offermann D.*, *Von Zahn U.*, Neutral constituents of the upper atmosphere in the altitude range of 110 to 160 km above Sardinia, Space research VII, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1150—1158.
32. *Nier A. O.*, The neutral composition of the thermosphere, *Anns Géophys.*, **22**, 102—109 (1966).
33. *Похунков А. А.*, The determination of the neutral composition of the upper atmosphere from rocket measurements in December 1966, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 955—958.
34. *Prasad S. S.*, Nighttime ionic composition and temperature over Arecibo, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6795—6807 (1968).
35. *Rees D.*, Determinations of upper atmosphere structure above 90 km by optical observations on rocket-borne chemical releases, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 909—919.
36. *Reid R. H. G.*, Number densities of atomic oxygen and molecular nitrogen in the thermosphere, *Planet Space Sci.*, **19**, 801—812 (1971).
37. *Schaefer E. J.*, Temperature and composition of the lower thermosphere obtained from mass spectrometer measurements, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 959—968.
38. *Schaefer E. J.*, *Nichols M. H.*, Upper air neutral composition measurements by a mass spectrometer, *J. Geophys. Res.*, **69**, 4649—4660 (1964).
39. *Shimazaki T.*, *Kasahara A.*, Dynamic effects on height distributions of atomic and molecular oxygen density in the upper atmosphere, Space research VII, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1210—1214.
40. *Spencer N. W.*, *Carignan G.*, *Taesch D. R.*, The diurnal variation of N₂ temperature and density from the ground to 300 km and a comparison with a simultaneous measurement by Explorer 32, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 926—929.
41. *Taesch D. R.*, *Niemann H. B.*, *Carignan G. R.*, *Smith R. E.*, *Ballance*

- J. O.*, Diurnal survey of the thermosphere (I) neutral particle results, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 930—939.
42. *Tousey R.*, Ultraviolet spectroscopy of the sun, Space astrophysics, ed. W. Liller, McGraw-Hill, New York, 1961, pp. 1—16.
43. *Urey H. C.*, Primitive planetary atmospheres and the origin of life, The origin of life on the earth, Symposium of International Union of Biochemistry, Moscow, Vol. 1, Macmillan, New York, 1959, p. 16.
44. *Weeks L. H.*, *Smith L. G.*, Molecular oxygen concentrations in the upper atmosphere by absorption spectroscopy, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4835—4849 (1968).

3.2. Учебные руководства

45. *Mitra S. K.*, The upper atmosphere, 2nd ed., The Asiatic Society, Calcutta, 1952. (Русский перевод: *Митра С. К.*, Верхняя атмосфера, М., ИЛ, 1955.)
46. *Boyd R. L. F.*, *Seaton M. J.* (eds.), Rocket Exploration of the Upper Atmosphere, Pergamon Press, London, 1954. (Русский перевод: Ракетные исследования верхней атмосферы, под ред. Бойда Р., Ситона М., М., ИЛ, 1957.)

Основные работы

47. *McDaniel E. W.*, Collision phenomena in ionized gases, Wiley, New York, 1964.
48. *Ratcliffe J. A.* (ed.), Physics of the upper atmosphere, Academic Press, New York, 1960. (Русский перевод: Физика верхней атмосферы, под ред. Дж. Ратклифа, М., Физматгиз, 1963.)
49. *Whitten R. C.*, *Porpoff I. G.*, Fundamentals of aeronomy, John Wiley, New York, 1971. (Русский перевод: *Уиттен Р.*, *Поппов И.*, Физика нижней ионосферы, М., «Мир», 1968.)

Статьи

50. *Allen C. W.*, Astrophysical quantities, Athlone Press, London, 1955. (Русский перевод: *Аллен К. У.*, Астрофизические величины, М., ИЛ, 1960.)
51. *Banks P. M.*, *Nagy A. F.*, Concerning the influence of elastic scattering upon photoelectron transport and escape, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1902—1910 (1970).
52. *Biondi M. A.*, Laboratory measurements of electron-ion recombination coefficients, Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 154—164.
53. *Bohme D. K.*, *Ong P. P.*, *Hasted J. B.*, *Megill L. R.*, Energy dependence of reactions O^+ with N_2 , O_2 , I. Drift tube measurements, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1777—1780 (1967).
54. *Carlson H. C., Jr.*, Ionospheric heating by magnetic conjugate-point photoelectrons, *J. Geophys. Res.*, **71**, 195—199 (1966).
55. *Chapman S.*, Absorption and dissociative or ionising effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth, *Proc. Phys. Soc.*, London, **43**, 26—45 (1931).
56. *Copsey M. J.*, *Smith D.*, *Sayers J.*, Laboratory afterglow studies of O^+ ions in helium-oxygen and helium-oxygen-nitrogen mixtures, *Planet. Space Sci.*, **14**, 1047—1055 (1966).
57. *Dalgarno A.*, *Henry R. J. W.*, *Stewart A. L.*, The photoionization of atomic oxygen, *Planet. Space Sci.*, **12**, 235—246 (1964).

58. *Dalgarno A., Parkinson D.*, Photoionization of atomic oxygen and atomic nitrogen, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **18**, 335—337 (1960).
59. *Donahue T. M.*, Ionospheric reaction rates in the light of recent measurements in the ionosphere and the laboratory, *Planet. Space Sci.*, **14**, 33—48 (1966).
60. *Donahue T. M.*, Ionospheric composition and reactions, *Science*, N. Y., **159**, 489—498 (1968).
61. *Duboin M. L., Lejeune G., Petit M., Weill G.*, Excitation of the oxygen lines and ionospheric heating by conjugate photoelectrons, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 299—304 (1968).
62. *Evans J. V., Gastman I. J.*, Detection of conjugate photoelectrons at Millstone Hill, *J. Geophys. Res.*, **75**, 807—815 (1970).
63. *Ferguson E. E., Fehsenfeld F. C., Goldan P. D., Schmeltekopf A. L.*, Positive ion-neutral reactions in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **70**, 4323—4329 (1965).
64. *Ferguson E. E., Fehsenfeld F. C., Schmeltekopf A. L.*, Laboratory measurements of ionospheric ion-molecule reactions, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 135—139.
65. *Горожанкин Б. Н., Грицагуз К. И., Шумме Н. М.*, Absorption of ultraviolet solar radiation in the upper atmosphere near the main ionization maximum, according to measurements of photoemission by means of an earth satellite, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 378—385.
66. *Heikkila W. J.*, Photoelectron escape flux observations at midlatitudes, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4877—4879 (1970).
67. *Henry R. J. W.*, Photoionization cross sections for atomic oxygen, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1747—1755 (1967).
68. *Hinteregger H. E., Watanabe K.*, Photoionization rates in the E and F regions, **2**, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3373—3392 (1962).
69. *Hudson R. D.*, Critical review of ultraviolet photoabsorption cross sections for molecules of astrophysical and aeronomic interest, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **9**, 305—406 (1971).
70. *Иванов-Холодный Г. С.*, Ion composition and effective recombination coefficient variations in the ionosphere, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 362—367.
71. *Matuura N.*, Reaction rates in the F region, *Rep. Ionosph. Space Res. Japan*, **21**, 289—303 (1966).
72. *Nagy A. F., Banks P. M.*, Photoelectron fluxes in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6260—6270 (1970).
73. *Nakshbandi M. M., Hasted J. B.*, Energy dependence of reactions of O⁺ with N₂, O₂, II. Afterglow measurements, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1781—1786 (1967).
74. *Nisbet J. S.*, Photoelectron escape from the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1257—1278 (1968).
75. *Ogawa M.*, Absorption coefficients of O₂ at the Lyman-alpha line and its vicinity, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6759—6763 (1968).
76. *Rao B. C. N., Donley J. L.*, Photoelectron flux in the topside ionosphere measured by retarding potential analyzers, *J. Geophys. Res.*, **74**, 1715—1719 (1969).
77. *Rao B. C. N., Maier E. J. R.*, Photoelectron flux and protonospheric heating during the conjugate point sunrise, *J. Geophys. Res.*, **75**, 816—822 (1970).
78. *Schunk R. W., Hays P. B.*, Photoelectron energy losses to thermal electrons, *Planet. Space Sci.*, **19**, 113—117 (1971).
79. *Shea M. F., Sharp R. D., McElroy M. B.*, Measurements and interpretation of low-energy photoelectrons, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4199—4212 (1968).

80. *Takayanagi K., Itikawa Y.*, Elementary processes involving electrons in the ionosphere, *Space Sci. Rev.*, **11**, 380—450 (1970).
81. *Yngvesson K. O., Perkins F. W.*, Radar Thomson scatter studies of photoelectrons in the ionosphere and Landau damping, *J. Geophys. Res.*, **73**, 97—110 (1968).
82. *Yonezawa T.*, Theory of formation of the ionosphere, *Space Sci., Rev.*, **5**, 3—56 (1966).

3.3. Статьи

83. *Biondi M. A.*, Laboratory measurements of electron-ion recombination coefficients, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 154—164.
84. *Byerly R., Jr., Beaty E. C.*, Sunlight photodetachment of O_3^- , *J. Geophys. Res.*, **76**, 4596—4601 (1971).
85. *Fehsenfeld F. C., Schmeltekopf A. L., Schiff H. I., Ferguson E. E.*, Laboratory measurements of negative ion reactions of atmospheric interest, *Planet. Space Sci.*, **15**, 373—379 (1967).
86. *Ferguson E. E.*, Ionospheric ion-molecule reaction rates, *Rev. Geophys.*, **5**, 305—327 (1967).
87. *Ferguson E. E., Fehsenfeld F. C., Schmeltekopf A. L.*, Laboratory measurements of ionospheric ion-molecule reactions, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 135—139.
88. *Inn E. C. Y.*, Charge transfer between He^+ and N_2 , *Planet. Space Sci.*, **15**, 19—25 (1967).
89. *Schmeltekopf A. L., Fehsenfeld F. C., Gilman G. I., Ferguson E. E.*, Reaction of atomic oxygen ions with vibrationally excited nitrogen molecules, *Planet. Space Sci.*, **15**, 401—406 (1967).
90. *Smith D., Fouracre R. A.*, The temperature dependence of the reaction rate coefficients of O^+ ions with molecular oxygen and nitrogen, *Planet. Space Sci.*, **16**, 243—252 (1968).
91. *Smith D., Goodall C. V.*, The dissociative recombination coefficient of O_2^+ ions with electrons in the temperature range 180°—630° K, *Planet. Space Sci.*, **16**, 1177—1180 (1968).
92. *Smith D., Goodall C. V.*, The dissociative recombination coefficient of O_2^+ ions with electrons in the temperature range 180°—630° K, *Planet. Space Sci.*, **16**, 1181—1188 (1968).
93. *Stebbins R. F., Rutherford J. A.*, Low-energy collisions between O^+ (4S) and H (2S), *J. Geophys. Res.*, **73**, 1035—1038 (1968).
94. *Stebbins R. F., Smith A. C. H., Ehrhardt H.*, Charge transfer between oxygen atoms and O^+ and H^+ ions, *J. Geophys. Res.*, **69**, 2349—2355 (1964).
95. *Stebbins R. F., Turner B. R., Rutherford J. A.*, Low-energy collisions between some atmospheric ions and neutral particles, *J. Geophys. Res.*, **71**, 771—784 (1966).
96. *Stubbe P.*, Temperature dependence of the rate constants for the reactions $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$ and $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$, *Planet. Space Sci.*, **17**, 1221—1231 (1969).
97. *Turner B. R., Rutherford J. A., Stebbins R. F.*, Charge transfer reactions of nitric oxide with atomic and molecular ions of oxygen and nitrogen, *J. Geophys. Res.*, **71**, 4521—4525 (1966).
98. *Warneck P.*, Studies of ion-neutral reactions by a photoionization-mass spectrometer technique, III. Several ionospheric reactions, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1349—1359 (1967).

3.4. Учебные руководства

99. *Chapman S., Cowling T. G.*, The mathematical theory of non-uniform gases; an account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction, and diffusion in gases, 3rd ed., Cambridge Univ. Press, 1970.

Статьи

100. *Banks P. M.*, Collision frequencies and energy transfer, *Planet Space Sci.*, **14**, 1085—1103, 1105—1122 (1966).
101. *Banks P. M.*, Charged particle temperatures and electron thermal conductivity in the upper atmosphere, *Ann. Geophys.*, **22**, 577—587 (1966).
102. *Banks P. M.*, The temperature coupling of ions in the ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **15**, 77—93 (1967).
103. *Banks P. M.*, Ion temperature in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **72**, 3365—3385 (1967).
104. *Barat J.*, Stratification of turbulent processes below the turbopause, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia, W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 663—672.
105. *Blamont J. E., Barat J.*, Dynamical structure of the atmosphere between 80 and 120 km, Aurora and airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold, New York, 1967, pp. 159—167.
106. *Blamont J. E., Barat J.*, Variation avec l'altitude de la structure der champ de turbulence turbosphérique, *Ann. Géophys.*, **24**, 375—380 (1968).
107. *Blamont J. E., de Jager C.*, Upper atmospheric turbulence determined by means of rockets, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3113—3119 (1962).
108. *Brace L. H., Mayr H. G., Carignan G. R.*, Measurements of electron cooling rates in the midlatitude and auroral-zone thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **74**, 257—266 (1969).
109. *Carru H., Petit M., Waldteufel P.*, On the diurnal variation of the thermopause temperature, *Planet. Space Sci.*, **15**, 944—945 (1967).
110. *Colegrove F. D., Johnson F. S., Hanson W. B.*, Atmospheric composition in the lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **71**, 2227—2236 (1966).
111. *Coté O. R.*, Turbulence and eddy coefficients deduced from vapor trails, Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 270—276.
112. *Dalgarno A.*, Charged particles in the upper atmosphere, *Ann. Géophys.*, **17**, 16—49 (1961).
113. *Dalgarno A.*, Intermolecular potentials for ionic systems, *Planet. Space Sci.*, **3**, 217—220 (1961).
114. *Dalgarno A., Degges T. C.*, Electron cooling in the upper atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **16**, 125—127 (1968).
115. *Dalgarno A., McElroy M. B., Moffett R. J.*, Electron temperatures in the ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **11**, 463—484 (1963).
116. *Dalgarno A., McElroy M. B., Rees M. H., Walker J. C. G.*, The effect of oxygen cooling on ionospheric electron temperatures, *Planet. Space Sci.*, **16**, 1371—1380 (1968).
117. *Dalgarno A., McElroy M. B., Walker J. C. G.*, The diurnal variation of ionospheric temperatures, *Planet. Space Sci.*, **15**, 331—345 (1967).
118. *Dalgarno A., Walker J. C. G.*, Ion temperatures in the topside ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **15**, 200—203 (1967).
119. *Elford W. G., Roper R. G.*, Turbulence in the lower thermosphere, Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 42—54.
120. *Evans J. V.*, Electron temperature and ion composition in the F₁ region, *J. Geophys. Res.*, **72**, 3343—3355 (1967).

121. *Evans J. V.*, Midlatitude electron and ion temperatures at sunspot minimum, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1557—1570 (1967).
122. *Evans J. V.*, The heating of the protonosphere, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 717—727.
123. *Föppl H., Haerendel G., Loidl J., Lüst R., Melzner F., Meyer B., Neuss H., Rieger E.*, Preliminary experiments for the study of the interplanetary medium by the release of metal vapour in the upper atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **13**, 95—114 (1965).
124. *Föppl H., Haerendel G., Haser L., Loidl J., Lütjens P., Lüst R., Melzner F., Meyer B., Neuss H., Rieger E.*, Artificial strontium and barium clouds in the upper atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **15**, 367—372 (1967).
125. *Geisler J. E., Bowhill S. A.*, Exchange of energy between the ionosphere and the protonosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **27**, 1119—1146 (1965).
126. *Geisler J. E., Dickinson R. E.*, Vertical motions and nitric oxide in the upper mesosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1505—1521 (1968).
127. *Golomb D., Del Greco F. P., Harang O., Johnson R. H., MacLeod M. A.*, Neutral diffusion coefficients, temperatures and densities in the lower thermosphere, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 705—712.
128. *Hanson W. B., Cohen R.*, Photoelectron heating efficiency in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 831—840 (1968).
129. *Hartmann G., Mauersberger K., Müller D.*, Evaluation of the turbopause level from measurements of the helium and argon content of the lower thermosphere above Fort Churchill, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia, W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 940—946.
130. *Hasted J. B.*, *Physics of atomic collisions*, Butterworths, London, 1964.
131. *Itikawa Y.*, Effective collision frequency of electrons in atmospheric gases, *Planet. Space Sci.*, **19**, 993—1007 (1971).
132. *Johnson E. R., Lloyd K. H.*, Determination of diffusion coefficients from observations on grenade glow clouds, *Austral. J. Phys.*, **16**, 490—499 (1963).
133. *Johnson F. S.*, Turbopause processes and effects, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 262—269.
134. *Johnson F. S., Wilkins E. M.*, Thermal upper limit on eddy diffusion in the mesosphere and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1281—1284 (1965).
135. *Layzer D., Bedinger J. F.*, Upper-atmosphere winds and their interpretation, 2. Turbulence in the lower E-region, *Planet. Space Sci.*, **17**, 1891—1911 (1969).
136. *Lehmann H.-R.*, Investigations of the turbulence in the mesosphere determined from rocket measurements, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 277—283.
137. *Lejeune G., Petit M.*, A study of the daytime electron temperature, *Planet. Space Sci.*, **17**, 1763—1780 (1969).
138. *Mahajan K. K.*, Diurnal variation of the ion temperature, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **31**, 93—101 (1969).
139. *Manring E., Bedinger J., Knafllich H.*, Some measurements of winds and of the coefficient of diffusion in the upper atmosphere, *Space research II*, eds. H. C. van de Hulst, C. de Jager and A. F. Moore, North Holland, Amsterdam, 1961, pp. 1107—1124.
140. *Megill L. R., Haslett J. C., Schiff H. J., Adams G. W.*, Observations of O_2 ($^1\Delta_g$) in the atmosphere and allowable values of the eddy diffusion coefficient, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6398—6401 (1970).
141. *Nicolet M.*, Dynamic effects in the high atmosphere, *The solar system*,

- Vol. 2, The earth as a planet, ed. G. P. Kuiper, Univ. of Chicago Press, 1954, pp. 644—712.
142. Nicolet M., Aikin A. C., The formation of the D region of the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1469—1483 (1960).
 143. Oya H., Aso T., Ionospheric electron temperature measured by a gyroplasm a probe, *Space research IX*, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 287—296.
 144. Портнягин Ю. Н., Андреева Л. А., Диффузия искусственных светящихся облаков. *Геомagn. и астрономия*, **9**, 406—408 (1969).
 145. Schunk R. W., Walker J. C. G., Transport properties of the ionospheric electron gas, *Planet. Space Sci.*, **18**, 1535—1550 (1970).
 146. Schunk R. W., Walker J. C. G., Transport processes in the E-region of the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6159—6171 (1971).
 147. Schunk R. W., Walker J. C. G., Transport processes in the E-region of the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6160 (1971).
 148. Shimazaki T., Dynamic effects on height distributions of neutral constituents in the earth's upper atmosphere: a calculation of atmospheric model between 70 km and 500 km, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1279—1292 (1968).
 149. Shimazaki T., Kasahara A., Dynamic effects on height distributions of atomic and molecular oxygen density in the upper atmosphere, *Space research VII*, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1210—1214.
 150. Smith L. C., Weeks L. H., McKinnon P. J., Rocket observations of electron temperature in the E-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1301—1312 (1968).
 151. Spencer N. W., Taesch D. R., Carignan G. R., N₂ temperature and density data for the 150 to 300 km region and their implications, *Ann. Geophys.*, **22**, 151—160 (1966).
 152. Stubbe P., Frictional forces and collision frequencies between moving ion and neutral gases, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1965—1985 (1968).
 153. Teitelbaum H., Norscini R., Variation of the inner scale of turbulence with height and the analysis of the instability at the 100 km level, *Space research VII*, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1002—1008.
 154. Walker J. C. G., Thermal diffusion in the topside ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1151—1156 (1967).
 155. Walker J. C. G., Electron and nitrogen vibrational temperature in the E-region of the ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **16**, 321—327 (1968).
 156. Willmore A. P., Electron and ion temperatures in the ionosphere, *Space Sci. Rev.*, **11**, 607—670 (1970).
 157. Zimmerman S. P., Discussion of paper by C. G. Justus, Energy balance of turbulence in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 452—454 (1968).
 158. Zimmerman S. P., Champion K. S. W., Transport processes in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **68**, 3049—3056 (1963).

3.5. Учебные руководства

159. Rishbeth H., Garriott O. K., Introduction to ionospheric physics. Academic Press, New York, 1969.
160. Whitten R. C., Porroff I. G., Physics of the lower ionosphere, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1965. (Русский перевод: Уиттен Р., Поппов И., Физика нижней ионосферы, «Мир», М., 1968.)

Статья

161. *Anderson J. G.*, Rocket-borne ultraviolet spectrometer measurement of OH resonance fluorescence with a diffusive transport model for mesospheric photochemistry, *J. Geophys. Res.*, **76**, 4634—4652 (1971).
162. *Arnold F., Berthold W., Betz B., Lämmerzahl P., Zähringer J.*, Mass spectrometer measurements of positive ions and neutral gas between 100 and 233 km above Andöya, Norway, Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 256—261.
163. *Barth C. A.*, Nitric oxide in the upper atmosphere, *Ann. Géophys.*, **22**, 198—207 (1966).
164. *Barth C. A.*, Rocket measurement of nitric oxide in the upper atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **14**, 623—630 (1966).
165. *Bates D. R., Hays P. B.*, Atmospheric nitrous oxide, *Planet. Space Sci.*, **15**, 189—197 (1967).
166. *Bates D. R., Hays P. B.*, Atmospheric nitrous oxide, *Planet. Space Sci.*, **15**, 194 (1967).
167. *Bates D. R., Nicolet M.*, The photochemistry of atmospheric water vapor, *J. Geophys. Res.*, **55**, 301—327 (1950).
168. *Bhatnagar V. P.*, Daytime ion composition in the height range of 150—1500 km for solar minimum condition, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **31**, 1059—1076 (1969).
169. *Bomke H. A., Blake H. A., Harris A. K., Sheppard D. J.*, An eclipse study of soft-X-ray distribution over the sun and of the relative contributions of X-rays and UV to E-layer formation, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6980—6990 (1970).
170. *Bourdeau R. E., Aikin A. C., Donley J. L.*, Lower ionosphere at solar minimum, *J. Geophys. Res.*, **71**, 727—740 (1966).
171. *Брагин И. А.*, Direct measurements of ion and electron concentration in the stratosphere and the mesosphere, Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 391—394.
172. *Branscomb L. M.*, A review of photodetachment and related negative ion processes relevant to aeronomy, *Ann. Géophys.*, **20**, 88—105 (1964).
173. *Breiland J. G.*, Some large-scale features of the vertical distribution of atmospheric ozone associated with the thermal structure of the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5021—5028 (1968).
174. *Brinton H. C., Pharo M. W., III, Mayr H. G., Taylor H. A., Jr.*, Implications for ionospheric chemistry and dynamics of a direct measurement of ion composition in the F₂ region, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2941—2951 (1969).
175. *Brinton H. C., Pickett R. A., Taylor H. A., Jr.*, Diurnal and seasonal variation of atmospheric ion composition; correlation with solar zenith angle, *J. Geophys. Res.*, **74**, 4064—4073 (1969).
176. *Bross P., Jacobs K. G., Rawer K.*, Direct electron density measurements in the ionosphere below 200 km, Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 467—476.
177. *Brown R. L.*, An upper limit for the rate destruction of O₂(¹Δ_g) by atomic hydrogen, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3935—3936 (1970).
178. *Carver J. H., Horton B. H., Burger F. G.*, Rocket determination of the night ozone distribution and the lunar ultraviolet flux, Space research VII, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1020—1028.
179. *Chapman S.*, The theory of upper-atmospheric ozone, *Mem. Roy. Met. Soc.*, **3**, 103—125 (1930).
180. *Cox L. P., Evans J. V.*, Seasonal variation of the O/N₂ ratio in the F₁ region, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6271—6286 (1970).

181. *Cumtack C. H.*, A rectilinear model of conjugate F-regions, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 125—134 (1968).
182. *Donahue T. M.*, On the ionospheric conditions in the D region and lower E region, *J. Geophys. Res.*, **71**, 2237—2242 (1966).
183. *Donahue T. M.*, Ionospheric composition and reactions, *Science*, N. Y., **159**, 489—498 (1968).
184. *Evans J. V.*, Midlatitude F-region densities and temperatures at sunspot minimum, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1387—1405 (1967).
185. *Фельске Д.*, Теория ночной рекомбинации в верхней атмосфере, *Геомагн. и аэрономия*, **9**, 800—806 (1969).
186. *Ferguson E. E., Fehsenfeld F. C.*, Some aspects of the metal ion chemistry of the earth's atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6215—6223 (1968).
187. *Ferguson E. E., Fehsenfeld F. C., Whitehead J. D.*, Ionospheric Si⁺ and SiO⁺, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4366—4368 (1970).
188. *Francey R. J.*, Electron production in the ionospheric D-region by cosmic X-rays, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4849—4862 (1970).
189. *Ganguly S.*, Role of short-wavelength X-rays in the D-region ionization, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5626—5630 (1970).
190. *Ghosh S. N.*, Distributions and lifetimes of N and NO between 100 and 280 kilometers, *J. Geophys. Res.*, **73**, 309—318 (1968).
191. *Goldberg R. A., Blumle L. J.*, Positive ion composition from a rocket-borne mass spectrometer, *J. Geophys. Res.*, **75**, 133—142 (1970).
192. *Hale L. C.*, Parameters of the low ionosphere at night deduced from parachute-borne blunt probe measurements, *Space research VII*, Vol. I, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 140—151.
193. *Hanson W. B., Patterson T. N. L.*, The maintenance of the nighttime F-layer, *Planet. Space Sci.*, **12**, 979—997 (1964).
194. *Hanson W. B., Sanatani S.*, Meteoric ions above the F₂ peak, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5503—5509 (1970).
195. *Hoffman J. H., Johnson C. Y., Holmes J. C., Young J. M.*, Daytime midlatitude ion composition measurements, *J. Geophys. Res.*, **74**, 6281—6290 (1969).
196. *Holmes J. C., Johnson C. Y., Young J. M.*, Ionospheric chemistry, *Space research V*, eds. D. G. King-Hele, P. Muller and G. Righini, North Holland, Amsterdam, 1965, pp. 756—766.
197. *Horiuchi G.*, Lower thermosphere ions in the nighttime auroral zone, *Space research IX*, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 433—441.
198. *Huffman R. E., Paulsen D. E., Larrabee J. C., Cairns R. B.*, Decrease in D-region O₂ (¹Δ_g) photoionization rates resulting from CO₂ absorption, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1028—1038 (1971).
199. *Hunt B. G.*, A non-equilibrium investigation into the diurnal photochemical atomic oxygen and ozone variations in the mesosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **27**, 133—144 (1965).
200. *Hunt B. G.*, Photochemistry of ozone in a moist atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **71**, 1385—1398 (1966).
201. *Hunten D. M., McElroy M. B.*, Metastable O₂(¹Δ) as a major source of ions in the D-region, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2421—2428 (1968).
202. *Иванов-Холодный Г. С., Корсунова Л. Р.*, Квазиравновесные концентрации ионов в области E ионосферы, *Геомагн. и аэрономия*, **9**, 385—389 (1969).
203. *Johnson C. Y.*, Ion and neutral composition of the ionosphere, *Annals of the IQSY*, Vol. 5, *Solar-terrestrial physics: terrestrial aspects*, ed. A. C. Stickland, M. I. T. Press, Cambridge, Mass., 1969, pp. 197—213.
204. *Keneshea T. J., Narcisi R. S., Swider W., Jr.*, Diurnal model of the E region, *J. Geophys. Res.*, **75**, 845—854 (1970).
205. *King J. W., Smith P. A.*, The seasonal anomaly in the behaviour of the

- F2-layer critical frequency, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1707—1713 (1968).
206. *Климов Н. Н., Поляков В. М., Гершенгорн Г. И., Кузнецова Г. М.*, Динамическая модель области F ионосферы с учетом вариаций температуры, Геомагн. и аэронаомия, **9**, 530—534 (1969).
207. *LeLevier R. E., Branscomb L. M.*, Ion chemistry governing mesospheric electron concentrations, *J. Geophys. Res.*, **73**, 27—41 (1968).
208. *Leovy C. B.*, Atmospheric ozone: an analytic model for photochemistry in the presence of water vapor, *J. Geophys. Res.*, **74**, 417—426 (1969).
209. *London J.*, The average distribution and time variation of ozone in the stratosphere and mesosphere, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 172—185.
210. *Lovill J. E., Miller A.*, The vertical distribution of ozone over the San Francisco Bay area, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5073—5079 (1968).
211. *McElroy M. B.*, Atomic nitrogen ions in the upper atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **15**, 457—462 (1967).
212. *Mauersberger K., Müller D., Offermann D., Zahn U.*, A mass spectrometric determination of the neutral constituents in the lower thermosphere above Sardinia, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1071—1076 (1968).
213. *Mayr H. G., Mahajan K. K.*, Seasonal variation in the F2 region, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1017—1027 (1971).
214. *Meira L. G., Jr.*, Rocket measurements of upper atmospheric nitric oxide and their consequences to the lower ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **76**, 202—212 (1971).
215. *Миртов Б. А.*, Строение ночной полярной атмосферы и ионосферы, Геомагн. и аэронаомия, **9**, 817—823 (1969).
216. *Mitra A. P.*, Areview of D-region processes in non-polar latitudes, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1065—1114 (1968).
217. *Mitra A. P.*, Nitric oxide in the mesosphere and its variations, *Space research IX*, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 418—432.
218. *Monro P. E., Bowhill S. A.*, Minor atmospheric constituents and the ion composition of the E-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **31**, 103—117 (1969).
219. *Мурадов А., Фаткуллин М. Н.*, Оценки вертикальной скорости переноса заряженных частиц в верхней ионосфере, Геомагн. и аэронаомия, **8**, 839—843 (1968).
220. *Nagata T., Tohmatsu T., Tsuruta H.*, Observations of mesospheric ozone density in Japan, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 639—646.
221. *Nagy A. F., Walker J. C. G.* Direct measurements bearing on the question of nighttime heating mechanism in the ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **15**, 95—101 (1967).
222. *Narcisi R. S.*, Ion composition of the mesosphere, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 186—196.
223. *Narcisi R. S., Bailey A. D.*, Mass spectrometric measurements of positive ions at altitudes from 64 to 112 kilometers, *J. Geophys. Res.*, **70**, 3687—3700 (1965).
224. *Nicolet M.*, Contribution, à l'étude de la structure de l'ionosphère, *Mém. Inst. Météor. Belg.*, **19**, 83 (1945).
225. *Nicolet M.*, Ionospheric processes and nitric oxide, *J. geophys. Res.*, **70**, 691—701 (1965).
226. *Nicolet M.*, Nitrogen oxides in the chemosphere, *J. Geophys. Res.*, **70**, 679—689 (1965).
227. *Nicolet M., Aiken A. C.*, The formation of the D-region of the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1469—1485 (1960).
228. *Norton R. B., Barth C. A.*, Theory of nitric oxide in the earth's atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3903—3909 (1970).

229. *Pearce J. B.*, Rocket measurement of nitric oxide between 60 and 90 kilometers, *J. Geophys. Res.*, **74**, 853—861 (1969).
230. *Полосков С. М., Львова А. А., Микиров А. Е.*, Rocket measurements of ozone profiles above the level of maximum concentration, *Space research VII*, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1009—1018.
231. *Randhawa J. S.*, Mesospheric ozone measurements during a solar eclipse, *J. Geophys. Res.*, **73**, 493—495 (1968).
232. *Raschke E., Bandeen W. R.*, A quasi-global analysis of tropospheric water vapor content and its temporal variations from radiation data of the meteorological satellite Tiros IV, *Space research VII*, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 920—931.
233. *Rawer K.*, Electronic component and collision interaction in the D region, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 254—261.
234. *Reid G. C.*, Physical processes in the D-region of the ionosphere, *Rev. Geophys.*, **2**, 311—333 (1964).
235. *Reid G. C.*, Ionospheric implications of minor mesospheric constituents, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 197—211.
236. *Reid G. C.*, Production and loss of electrons in the daytime D-region of the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 2551—2562 (1970).
237. *Rishbeth H.*, On explaining the behavior of the ionosphere F-region, *Rev. Geophys.*, **6**, 33—71 (1968).
238. *Родионова В. Т., Данилкин Н. П., Чавдаров С. С.*, Определение аэрономических параметров области F ионосферы, *Геомагн. и аэрономия*, **9**, 535—538 (1969).
239. *Rosen J.*, Simultaneous dust and ozone soundings over North and Central America, *J. Geophys. Res.*, **73**, 479—486 (1968).
240. *Sagalyn R. C., Smiddy M., Sullivan W. P.*, Experimental investigation of the nighttime E-region, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 448—463.
241. *Sato T.*, Abnormally large electron concentration in the ionospheric F2 region at summer-night in middle latitudes, *J. Geophys. Res.*, **73**, 127—142 (1968).
242. *Schmerling E. R.*, Advances in ionospheric physics in the rocket and satellite era. *Rev. Geophys.*, **4**, 329—362 (1966).
243. *Щепкин Л. А.*, Некоторые данные о вертикальном распределении концентрации ионов в интервале высот 130—200 км, *Геомагн. и аэрономия*, **9**, 380—384 (1969).
244. *Shimazaki T., Laird A. R.*, A model calculation of the diurnal variation in minor neutral constituents in the mesosphere and lower thermosphere including transport effects, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3221—3235 (1970).
245. *Shutte N. M., Knorin I. A.*, The effective electron-loss coefficient at heights of 200 to 400 km during increasing solar activity (1965—1966), *Space research IX*, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 267—272.
246. *Smith F. L.*, III. Electron production and loss rates in the F-region, *J. Geophys. Res.*, **73**, 7385—7398 (1968).
247. *Стеблова Р. С.*, Эффекты солнечной вспышки на озоносферу, *Геомагн. и аэрономия*, **8**, 299—301 (1968).
248. *Strobel D. F.*, Diurnal variation of nitric oxide in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **76**, 2441—2452 (1971).
249. *Strobel D. F., Hunter D. M., McElroy M. B.*, Production and diffusion of nitric oxide, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4307—4321 (1970).
250. *Тулинов В. Ф., Шибаява Л. А., Яковлев С. Г.*, The ionization of the lower ionosphere under the influence of corpuscular radiation, *Space research IX*,

- eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 231—236.
251. *Велинов П., Дорман Л. И., Нестеров Г.*, Влияние Форбуш-Эффекта на космический слой в нижней ионосфере, Геомагн. и аэрномия, **9**, 656—659 (1969).
252. *von Biel H. A., Flood W. A., Camnitz H. G.*, Differential-phase partial-reflection technique for the determination of D-region ionization, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4863—4870 (1970).
253. *Weeks L. H., Smith L. G.*, A rocket measurement of ozone near sunrise, *Planet. Space Sci.*, **16**, 1189—1195 (1968).
254. *Whitehead J. D.*, Ion layers in the E-region of the ionosphere with a linear attachment law, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1055—1057 (1967).
255. *Whitehead J. D.*, Survey of sporadic E processes. Space research VII, vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 89—99.
256. *Whitehead J. D.*, Effect of windshear on the nighttime E-region and an estimate of the rate of production of molecular ions. *J. Geophys. Res.*, **75**, 3919—3920 (1970).
257. *Woo S. B., Branscomb L. M., Beaty E. C.*, Sunlight photodetachment rate of ground state O₂, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2933—2940 (1969).
258. *Yonezawa T.*, Theory of formation of the ionosphere, *Space Sci. Rev.*, **5**, 3—56 (1966).

3.6. Учебные руководства

259. *Helliwell R. A.*, Whistlers and related ionosphere phenomena, Stanford Univ. Press. Stanford, Calif, 1965.

Статьи

260. *Allcock G. McK.*, The electron density distribution in the outer ionosphere derived from whistler data, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **14**, 185—199 (1959).
261. *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.*, **69**, 4537—4560 (1964).
262. *Axford W. I.*, The polar wind and the terrestrial helium budget, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6855—6859 (1968).
263. *Banks P. M., Holzer T. E.*, The polar wind. *J. Geophys. Res.*, **73**, 6846—6854 (1968).
264. *Banks P. M., Holzer T. E.*, Charge exchange and ion diffusion for thermal nonequilibrium conditions. *Planet. Space Sci.*, **16**, 1019—1022 (1968).
265. *Banks P. M., Holzer T. E.*, Features of plasma transport in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **74**, 6304—6316 (1969).
266. *Banks P. M., Holzer T. E.*, High-latitude plasma transport: the polar wind *J. Geophys. Res.*, **74**, 6317—6332 (1969).
267. *Barrington R. E., McEwen D. J.*, Ion composition from VLE phenomena observed by Alouette I and II, Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland. Amsterdam, 1967, pp. 624—633.
268. *Bates D. R., McDowell M. R. C.*, Atmospheric helium, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **11**, 200—208 (1957).
269. *Bates D. R., McDowell M. R. C.*, Escape of helium, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **16**, 393—394 (1959).
270. *Bates D. R., Patterson T. N. L.*, Hydrogen atoms and ions in the thermosphere and exosphere. *Planet. Space Sci.*, **5**, 257—273 (1961).
271. *Bates D. R., Patterson T. N. L.*, Helium ions in the upper atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **9**, 599—605 (1962).
272. *Bauer P., Lejeune G., Petit M.*, Thermal coupling between the upper F2-

- region and the magnetosphere: heat fluxes and energy production. *Planet. Space Sci.*, **18**, 1447—1470 (1970).
273. *Bauer P., Waldteufel P., Alcayde D.*, Diurnal variations of the atomic oxygen density and temperature determined from incoherent scatter measurements in the ionospheric F-region, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4825—4832 (1970).
274. *Bauer S. J.*, Some implications of a direct measurement of the hydrogen and helium ion distribution in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **69**, 553—555 (1964).
275. *Bauer S. J.* Chemical processes involving helium ions and the behavior of atomic nitrogen ions in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **71**, 1508—1511 (1966).
276. *Bauer S. J.*, Hydrogen and helium ions, *Annals Geophys.*, **22**, 247—254 (1966).
277. *Bauer S. J.*, The constitution of the topside ionosphere. Electron density profiles in ionosphere and exosphere, ed. J. Frihagen, Proceedings NATO Advanced Study Institute Finse. Norway, North Holland, Amsterdam, 1965, 1966, pp. 270—280.
278. *Bowles K. L.*, Observation of vertical-incidence scatter from the ionosphere at 41 Mc/sec, *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 454—455 (1958).
279. *Brace L. H., Mayr H. G., Findlay J. A.*, Electron measurements bearing on the energy and particle balance of the upper F-region, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2952—2961 (1969).
280. *Brace L. H., Reddy B. M., Mayr H. G.*, Global behavior of the ionosphere at 1000-kilometer altitude, *J. Geophys. Res.*, **72**, 265—283 (1967)
281. *Braffeng O. M., Frihagen J.*, A feature of the polar F-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **31**, 1017—1020 (1969).
282. *Brinkmann R. T.*, Departures from Jeans' escape rate for H and He in the earth's atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **18**, 449—478 (1970).
283. *Brinkmann R. T.*, More comments on the validity of Jean's escape rate, *Planet. Space Sci.*, **19**, 791—794 (1971).
284. *Brinton H. C., Grebowsky J. M., Mayr H. G.*, Altitude variation of ion composition in the midlatitude trough region: evidence for upward plasma flow, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3738—3745 (1971).
285. *Brinton H. C., Mayr H. G.*, Temporal variations of thermospheric hydrogen derived from *in situ* measurements, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6198—6201 (1971).
286. *Brinton H. C., Mayr H. G., Pharo M. W. II, Mayr H. G., Taylor H. A., Jr.*, Implications for ionospheric chemistry and dynamics of a direct measurement of ion composition in the F2 region, *J. Geophys. Res.*, **65**, 2941—2951 (1969).
287. *Brinton H. C., Pickett R. A., Taylor H. A., Jr.*, Thermal ion structure of the plasmasphere. *Planet. Space Sci.*, **16**, 899—909 (1968).
288. *Brinton H. C., Pickett R. A., Taylor H. A., Jr.*, Diurnal and seasonal variation of atmospheric ion composition; correlation with solar zenith angle, *J. Geophys. Res.*, **74**, 4064—4073 (1969).
289. *Bruner E. C., Jr., Parker R. W.*, Hydrogen geocorona and solar Lyman-alpha line, 1. Rocket measurement of the solar line profile, *J. Geophys. Res.*, **74**, 107—113 (1969).
290. *Buneman O.*, Fluctuations in a multicomponent plasma, *J. Geophys. Res.*, **66**, 1978—1979 (1961).
291. *Carlson H. C., Sayers J.*, Discrepancy in electron temperatures deduced from Langmuir probes and from incoherent scatter radars, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4883—4886 (1970).
292. *Carpenter D. L.*, Whistler evidence of a „knee” in the magnetospheric ionization density profile, *J. Geophys. Res.*, **68**, 1675—1682 (1963).
293. *Carpenter D. L.*, Whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere,

1. Temporal variations in the position of the knee and some evidence on plasma motions near the knee, *J. Geophys. Res.*, **71**, 693—709 (1966).
294. *Carpenter D. L., Smith R. L.*, Whistler measurements of electron density in the magnetosphere, *Rev. Geophys.*, **2**, 415—441 (1964).
295. *Carpenter D. L.*, Remarks on the ground-based whistler method of studying the magnetospheric thermal plasma, *Annls Géophys.*, **26**, 363—370 (1970).
296. *Cramberlain J. W., Smith G. R.*, Comments on the rate of evaporation of a non-Maxwellian atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **19**, 675—684 (1971).
297. *Chandra S., Troy B. E., Jr., Donley J. L., Bourdeau R. E.*, OGO 4 observations of ion composition and temperatures in the topside ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3867—3878 (1970).
298. *Chappell C. R., Harris K. K., Sharp G. W.*, The morphology of the bulge region of the plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3848—3861 (1970).
299. *Cogger L. L., Nelson G. J., Biondi M. A., Hake R. D., Jr., Sipler D. P.*, Coincident F-region temperature determinations from incoherent backscatter and Doppler broadening of (OI) 6300 Å, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4887—4889 (1970).
300. *Colin L., Dufour S. W.*, Charged-particle temperatures and concentrations in the earth's exosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2967—2984 (1968).
301. *Donahue T. M.*, Polar ion flow: Wind or breeze?, *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **9**, 1—9 (1971).
302. *Donley J. L.*, Observations of the polar ionosphere in the altitude range 2000 to 3000 km by means of satellite-borne electron traps, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 381—389.
303. *Dougherty J. P., Farley D. T. A.*, A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma, *Proc. Roy. Soc.*, **A259**, 79—99 (1960).
304. *Dungey J. W.*, Electrodynamics of the outer atmosphere. The physics of the ionosphere, Report of the Physical Society Conference, Cambridge, 1954, Physical Society, London, 1955, pp. 229—236.
305. *Джорджио Н. В., Федорова Н. И.*, Ионы на высотах 1000—1200 км по измерениям на спутнике «Космос-5», *Геомagn. и аэрономия*, **8**, 648—651 (1968).
306. *Джорджио Н. В., Федорова Н. И.*, Концентрации молекулярных ионов по измерениям на спутнике «Космос-5», *Геомagn. и аэрономия*, **9**, 327—330 (1969).
307. *Eather R. H.*, Discussion of paper by Yoji Kondo and James E. Kupperian, Jr., Interaction of the neutral hydrogen and charged particles in radiation belts: the consequent Lyman-alpha emission, *J. Geophys. Res.*, **73**, 3599—3600 (1968).
308. *Evans J. V.*, Midlatitude electron and ion temperatures at sunspot minimum, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1557—1570 (1967).
309. *Evans J. V.*, Millstone Hill Thomson scatter results for 1965, *Tech. Rep. 474*, Lincoln Laboratory, M. I. T., 1969.
310. *Evans J. V.*, Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar, *Proc. IEEE*, **57**, 496—530 (1969).
311. *Fejer J. A.*, Scattering of radio waves by an ionized gas in thermal equilibrium, *Can. J. Phys.*, **38**, 1114—1133 (1960).
312. *Fejer J. A.*, Scattering of radio waves by an ionized gas in thermal equilibrium in the presence of a uniform magnetic field, *Can. J. Phys.*, **39**, 716—740 (1961).
313. *Фишкова Л. М., Мартцваладзе Н. М.*, Распределение водорода в верхней атмосфере Земли по данным наблюдений линии H1 6503 Å в спектре дневного свечения, *Геомagn. и аэрономия*, **7**, 828—831 (1967).
314. *Gordon W. E.*, Incoherent scattering of radio waves by free electrons with

- applications to space exploration by radar, Proc. IRE, 46, 1824—1829 (1958).
315. *Gordon W. E.*, F-region and magnetosphere, backscatter results, Rev. Geophys., 5, 191—205 (1967).
 316. *Grebowsky J. M., Rahman N. K., Taylor H. A., Jr.*, Comparison of coincident OGO 3 and OGO 4 hydrogen ion composition measurements, Planet. Space Sci., 18, 965—976 (1970).
 317. *Hanson W. B., Orlenburger J. B.*, The coupling between the protonosphere and the normal F-region, J. Geophys. Res., 66, 1425—1435 (1961).
 318. *Hanson W. B., Patterson T. N. L.*, The maintenance of the night-time F-layer, Planet. Space Sci., 12, 979—997 (1964).
 319. *Hanson W. B., Sanatani S., Brage L. H., Findlay J. A.*, Thermal structure of an Alouette 2 topside profile as deduced from rocket measurements, J. Geophys. Res., 74, 2229—2239 (1969).
 320. *Helliwell R. A.*, Whistlers and VLF emissions, Research in geophysics, Vol. I. Sun, upper atmosphere, and space, ed. H. Odishaw, M. I. T. Press, Cambridge, Mass., 1964, pp. 319—333.
 321. *Helliwell R. A.*, Low-frequency waves in the magnetosphere, Rev. Geophys., 7, 281—303 (1969).
 322. *Higuchi Y., Jacobs J. A.*, Plasma densities in the thermal magnetosphere determined by using hydromagnetic whistlers, J. Geophys. Res., 75, 7105—7116 (1970).
 323. *Hoffmann J. H.*, Polar wind measurements, Trans. Am. Geophys. Un., 52, 301 (1971).
 324. *Holzer T. E., Fedder J. A., Banks P. M.*, A comparison of kinetic and hydrodynamic models of an expanding ion-exosphere, J. Geophys. Res., 76, 2453—2468 (1971).
 325. *Jeans J. H.*, The dynamical theory of gases, 4th ed., Cambridge Univ. Press, 1925.
 326. *Jones J. E.*, Kinetic theory of non-uniform rarefield gas and the escape of atmospheric molecules, Trans. Camb. Phil. Soc., 22, 535—556 (1923).
 327. *Jones R. A., Bruner E. C., Jr., Rense W. A.*, Absorption measurements of earth's hydrogen atmosphere from solar hydrogen Luman alpha rocket, data, J. Geophys. Res., 75, 1849—1853 (1970).
 328. *Keating G. M., Prior E. J.*, The winter helium bulge, Space research VIII eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 982—992.
 329. *King J. W., Hawkins G. L., Seabrook C.*, The seasonal behaviour of the topside ionosphere, J. Atmos. Terr. Phys., 30, 1701—1706 (1968).
 330. *Kockarts G.*, Mean molecular mass and scale heights of the upper atmosphere-Anals Géophys., 22, 161—174 (1966).
 331. *Kockarts G., Nicolet M.*, Le problème atomique de l'hélium et de l'hydrogène neutres, Anns Géophys., 18, 269—290 (1962).
 332. *Kockarts G., Nicolet M.*, L'hélium et l'hydrogène atomique au cours d'un minimum d'activité solaire, Anns Géophys., 19, 370—385 (1963).
 333. *Kondo Y., Kupperian J. E., Jr.*, Interaction of the neutral hydrogen and charged particles in the radiation belts: the consequent Lyman-alpha emission, J. Geophys. Res., 73, 3600—3601 (1968).
 334. *Koons H. C., McPherson D. A., Schulz M.*, Ion-wave instabilities at VLF in the polar wind, J. Geophys. Res., 76, 6122—6135 (1971).
 335. *Krankowsky D., Kasprzak W. T., Nier A. O.*, Mass spectrometric studies of the composition of the lower thermosphere during summer 1967, J. Geophys. Res., 73, 7291—7316 (1968).
 336. *Kurt V. G.*, Distribution of the neutral hydrogen in the geocorona up to 20R_e, Space research VII, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 1236—1241.

347. *Lemaire J., Scherer M.*, Model of the polar ion-exosphere, *Planet. Space Sci.*, **18**, 103—120 (1970).
348. *Liemohn H. B., Scarf F. L.*, Whistler determination of electron energy and density distributions in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **69**, 883—904 (1964).
349. *Liwshitz M.*, The effect of thermal escape on the neutral hydrogen density above 120 kilometers. *J. Geophys. Res.*, **72**, 285—293 (1967).
350. *Liwshitz M., Singer S. F.*, Thermal escape of neutral hydrogen and its distribution in the earth's thermosphere, *Planet. Space Sci.*, **14**, 541—561 (1966).
351. *MacDonald G. J. F.*, The escape of helium from the earth's atmosphere, *Rev. Geophys.*, **1**, 305—349 (1963).
352. *MacDonald G. J. F.*, The escape of helium from the earth's atmosphere, The origin and evolution of atmospheres and oceans, eds. P. J. Brancazio and A. G. W. Cameron, Wiley, New York, 1964, pp. 127—182.
353. *McEwen D. J., Barrington R. E.*, Ion composition below 3000 km derived from ion whistler observations, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 396—404.
354. *McPherson D. A., Koons H. C.*, Electrostatic VLF waves observed in the polar magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6112—6121 (1971).
355. *Mahajan K. K.*, Ionospheric estimates of atomic oxygen concentration from charged particle measurements, *J. Geophys. Res.*, **76**, 4621—4629 (1971).
356. *Mahajan K. K., Brace L. H.*, Latitudinal observations of the thermal balance in the nighttime protonosphere, *J. Geophys. Res.*, **74**, 5099—5112 (1969).
357. *Maier E. J. R.*, Sounding rocket measurements of ion composition and charged particle temperatures in the topside ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **74**, 815—823 (1969).
358. *Mange T.*, The distribution of minor ions in electrostatic equilibrium in the high atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **65**, 3833—3834 (1960).
359. *Mange P., Meier R. R.*, OGO 3 observations of the Lyman alpha intensity and the hydrogen concentration beyond 5 RE, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1837—1847 (1970).
360. *Marubashi K.*, Escape of the polar-ionospheric plasma into the magnetospheric tail, *Rep. Ionosph. Space Res. Japan*, **24**, 322—346 (1970).
361. *Matuura N., Ondoh T.*, The structure of the topside ionosphere over Japan, *Space research IX*, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 297—303.
362. *Mayr H. G.*, The plasmopause and its relation to the ion composition in the topside ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **16**, 1405—1414 (1968).
363. *Mayr H. G., Brace L. H.*, Significance of the ionosphere-protonosphere coupling for the interpretation of topside sounder profiles, *J. Geophys. Res.*, **75**, 2608—2610 (1970).
364. *Mayr H. G., Brace L. H., Dunham G. S.*, Ion composition and temperature in the topside ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **72**, 4391—4404 (1967).
365. *Mayr H. G., Grebowsky J. M., Taylor H. A., Jr.*, Study of the thermal plasma on closed field lines outside the plasmasphere, *Planet. Space Sci.*, **18**, 1123—1135 (1970).
366. *Mayr H. G., Volland H.*, Model of magnetosphere temperature distribution, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4851—4858 (1968).
367. *Meier R. R.*, Balmer alpha and Lyman beta in the hydrogen geocorona, *J. Geophys. Res.*, **74**, 3561—3574 (1969).
368. *Meier R. R., Mange P.*, Geocoronal hydrogen: an analysis of the Lyman-alpha airglow observed from OGO-4, *Planet. Space Sci.*, **18**, 803—821 (1970).

369. *Miller N. J.*, The main electron trough during the rising solar cycle, *J. Geophys. Res.*, **75**, 7175—7181 (1970).
370. *Millman G. H.*, The incoherent scatter technique for studying the earth's atmosphere, Radio-astronomical and satellite studies of the atmosphere, ed. J. Aarons, North Holland, Amsterdam, 1963, pp. 43—52.
371. *Milne E. A.*, The escape of molecules from gaseous stars, *Trans. Camb. Phil. Soc.*, **22**, 483—517 (1923).
372. *Moorcroft D. R.*, On the power scattered from density fluctuations in a plasma, *J. Geophys. Res.*, **68**, 4870—4872 (1963).
373. *Moorcroft D. R.*, Nighttime topside ionic composition and temperature over Arecibo, Puerto Rico, *J. Geophys. Res.*, **74**, 315—324 (1969).
374. *Nagy A. F.*, *Bauer P.*, *Fontheim E. G.*, Nighttime cooling of the protosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6259—6274 (1968).
375. *Nagy A. F.*, *Fontheim E. G.*, *Stolarski R. S.*, *Beutler A. E.*, Ionospheric electron temperature calculations including protonospheric and conjugate effects, *J. Geophys. Res.*, **74**, 4667—4676 (1969).
376. *Nagy A. F.*, *Roberts W. T.*, Diurnal survey of the thermosphere (II) charged particle results, Space research VIII, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 390—395.
377. *Nelms G. L.*, Ionospheric results from the topside sounder satellite Alouette, Space research IV, ed. P. Muller, North Holland, Amsterdam, 1964, pp. 437—448.
378. *Nelms G. L.*, *Lockwood G. E. K.*, Early results from the topside sounder in the Alouette II satellite, Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 604—623.
379. *Nicolet M.*, Helium, an important constituent in the lower exosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 2263—2264 (1961).
380. *Nicolet M.*, The structure of the upper atmosphere, Research in geophysics, Vol. I. Sun. upper atmosphere, and space, ed. H. Odishaw, M. I. T. Press, Cambridge, Mass., 1964, pp. 243—275.
381. *Opik E. J.*, *Singer S. F.*, Distribution of density in planetary exosphere, *Physics Fluids*, **2**, 653—655 (1959).
383. *Opik E. J.*, *Singer S. F.*, Distribution of density in a planetary exosphere. II. *Physics Fluids*, **4**, 221—233 (1961).
383. *Park C. G.*, Whistler observations of the interchange of ionization between the ionosphere and the protonosphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4249—4260 (1970).
384. *Park C. G.*, *Carpenter D. L.*, Whistler evidence of large-scale electron-density irregularities in the plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3825—3836 (1970).
385. *Patterson T. N. L.*, Atomic and molecular hydrogen in the thermosphere, *Planet. Space Sci.*, **14**, 417—423 (1966).
386. *Patterson T. N. L.*, The diurnal variation of the atomic hydrogen concentration at the base of the exosphere, *Planet. Space Sci.*, **14**, 425—431 (1966).
387. *Patterson T. N. L.*, Metastable helium in the upper atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1219—1222 (1967).
388. *Patterson T. N. L.*, Diurnal variations in thermospheric hydrogen, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **8**, 461—467 (1970).
389. *Pope J. H.*, An investigation of whistlers and chorus at high latitudes, *Geophys. Inst. Univ. Alaska Rep.*, **R90** (1959).
390. *Pope J. H.*, An estimate of electron densities in the exosphere by means of nose whistlers of March 19, 1959, *J. Geophys. Res.*, **66**, 67—75 (1961).
391. *Pope J. H.*, A correction to the exospheric electron density estimate using the nose whistlers, *J. Geophys. Res.*, **67**, 412 (1962).
392. *Prasad S. S.*, Ionic composition and temperature over Arecibo 2, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1911—1918 (1970).

393. Rao B. C. N., Ion electron, and neutral temperatures derived from ion composition distribution, *J. Geophys. Res.*, **74**, 3054—3057 (1969).
394. Reber C. A., Cooley J. E., Harpold D. N., Upper atmosphere hydrogen and helium measurement from the Explorer 32 satellite, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 993—995.
395. Reddy B. M., Brace L. H., Findlay J. A., The ionosphere at 640 kilometers on quiet and disturbed days, *J. Geophys. Res.*, **72**, 2709—2727 (1967).
396. Rush C. M., Venkateswaran S. V., On changes in composition of the topside ionosphere, *Rev. Geophys.*, **3**, 463—483 (1965).
397. Rycroft M. J., Burnell S. J., Statistical analysis of movements of the ionospheric trough and the plasmopause, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5600—5604 (1970).
398. Rycroft M. J., Thomas J. O., The magnetospheric plasmopause and the electron density trough at the Alouette I orbit, *Planet. Space Sci.*, **18**, 65—80 (1970).
399. Sagalyn R. C., Smiddy M., Magnetosphere plasma properties during a period of rising solar activity — OGO-III, *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 139—149.
400. Sanatani S., Hanson W. B., Plasma temperatures in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 769—775 (1970).
401. Sato T., Colin L., Morphology of electron concentration *enhancement*: at a height of 1000 kilometers at polar latitudes, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2193—2207 (1969).
402. Schaefer E. J., Composition and temperature of the neutral tropic lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **74**, 3488—3498 (1969).
403. Schmelovsky K. H., The electron density distribution derived from whistler data and Faraday-fading observations, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **19**, 68—71 (1960).
404. Schoute-Vanneck C. A., Muir M. S., The electron density distribution in the magnetosphere derived from whistling atmospheric data, *J. Geophys. Res.*, **68**, 6079—6082 (1963).
405. Schunk R., Walker J. C. G., Thermal diffusion in the topside ionosphere for mixtures which include multiply-charged ions, *Planet. Space Sci.*, **17**, 853—868 (1969).
406. Serbu G. P., Maier E. J. R., Low-energy electrons measured on IMP2, *J. Geophys. Res.*, **71**, 3755—3766 (1966).
407. Serbu G. P., Maier E. J. R., Thermal plasma measurements within the magnetosphere, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 527—534.
408. Serbu G. P., Maier E. J. R., Observations from OGO 5 of the thermal ion density and temperature within the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6102—6113 (1970).
409. Sharp G. W., Midlatitude trough in the night ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **71**, 1345—1356 (1966).
410. Smith R. L., Properties of the outer ionosphere deduced from nose whistlers, *J. Geophys. Res.*, **66**, 3709—3716 (1961).
411. Spitzer L., Jr., The terrestrial atmosphere above 300 km, *The atmospheres of the earth and planets*, ed. G. P. Kuiper, Univ. of Chicago Press, 1949, pp. 211—247. (Русский перевод: Атмосферы Земли и планет, под ред. Койпера, М., ИЛ, 1952.)
412. Stebbings R. F., Rutherford J. A., Low-energy collisions between $O^+(4S)$ and $H(1s)$, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1035—1038 (1968).
413. Storey L. R. O., An investigation of whistling atmospherics, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A246**, 113—141 (1953).

414. *Tamao T.*, Temperature distribution in the magnatosphere, *Rev. Ionosph. Res. Japan*, **20**, 312—321 (1966).
415. *Taylor H. A., Jr.*, Evidence of solar geomagnetic seasonal control of the topside ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **19**, 77—93 (1971).
416. *Taylor H. A., Brace L. H., Brinton H. C., Smith C. R.*, Direct measurements of helium and hydrogen ion concentration and total ion density to an altitude of 940 kilometers, *J. Geophys. Res.*, **68**, 5339—5347 (1963).
417. *Taylor H. A., Jr., Brinton H. C., Pharo M. W., III*, Contraction of the plasmasphere during geomagnetically disturbed periods, *J. Geophys. Res.*, **73**, 961—968 (1968).
418. *Taylor H. A., Jr., Brinton H. C., Pharo M. W., III, Rahman N. K.*, Thermal ions in the exosphere; evidence of solar and geomagnetic control, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5521—5533 (1968).
419. *Taylor H. A., Jr., Brinton H. C., Pharo M. W., III, Rahman N. K.*, Thermal ions in the exosphere; evidence of solar and geomagnetic control, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5521—5533 (1968).
420. *Taylor H. A., Jr., Brinton H. C., Smith C. R.*, Positive ion composition in the magnetoionosphere obtained from the OGO-E satellite, *J. Geophys. Res.*, **70**, 5769—5781 (1965).
421. *Thomas J. O., Andrews M. K.*, Transpolar exospheric plasma, I. Plasmasphere termination, *J. Geophys. Res.*, **73**, 7407—7417 (1968).
422. *Thomas J. O., Andrews M. K.*, Transpolar exospheric plasma, I. Plasmasphere terminations, *J. Geophys. Res.*, **73**, 7409 (1968).
423. *Thomas J. O., Andrews M. K.*, The transpolar exospheric plasma, 3: A unified picture, *Planet. Space Sci.*, **17**, 433—446 (1969).
424. *Thomas J. O., Dufour S. W.*, Electron density in the whistler medium, *Nature*, **206**, 567—571 (1965).
425. *Thomas J. O., Rycroft M. J.*, The exospheric plasma during the International Years of the Quiet Sun, *Planet. Space Sci.*, **18**, 41—63 (1970).
426. *Tinsley B. A.*, Temporal variations in geocoronal Balmer alpha, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4139—4149 (1968).
427. *Tinsley B. A.*, Extra-terrestrial Lyman alpha, *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **9**, 89—102 (1971).
428. *Titheridge J. E.*, Calculations of diurnal changes in the exosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1843—1856 (1968).
429. *Titheridge J. E.*, The maintenance of the night ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1857—1875 (1968).
430. *Walker J. C. G.*, The density of O^{2+} ions in the topside ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **18**, 559—564 (1970).
431. *Walker J. C. G., Spencer N. W.*, Temperatures of the earth's upper atmosphere, *Science*, N. Y., **162**, 1437—1442 (1968).
432. *Wallace L., Barth C. A., Pearce J. B., Kelly K. K., Anderson D. E., Jr., Fastie W. G.*, Mariner 5 measurement of the earth's Lyman alpha emission, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3769—3777 (1970).
433. *Warnock J. M., McAfee J. R., Thompson T. L.*, Electron temperature from topside plasma resonance observations, *J. Geophys. Res.*, **75**, 7272—7275 (1970).

3.7. Статьи

434. *Armstrong E. B.*, Observation of the airglow $H\alpha$ emission, *Planet. Space Sci.*, **15**, 407—425 (1967).
435. *Armstrong E. B.*, Variations in the width of the OI $\lambda 5577$ line in the night airglow, *Planet. Space Sci.*, **16**, 211—229 (1968).
436. *Armstrong E. B.*, Doppler shifts in the wavelength of the OI $\lambda 6300$ line in the night airglow, *Planet. Space Sci.*, **17**, 957—974 (1969).

437. *Barbier D.*, Recherches sur la raie 6300 de la luminescence atmospherique nocturne, *Annl's Géophys.*, **15**, 179—217 (1959).
438. *Barbier D., Glaume J.*, La conche ionospherique nocturne *F* dans la zone intertropicale et ses relations avec l'émission de la raie 6300 A du ciel nocturne, *Planet. Space Sci.*, **9**, 133—148 (1962).
439. *Barbier D., Weil G., Glaume J.*, L'Emission de la raie rouge du ciel nocturne en Afrique, *Annl's Géophys.*, **17**, 305—318 (1961).
440. *Barth C. A.*, Spectrometer measurements of the ultraviolet dayglow from 40 to 75 km. Abstract, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **43**, 436 (1962).
441. *Barth C. A., Schaffner S.*, OGO 4 spectrometer measurements of the tropical ultraviolet airglow, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4299—4306 (1970).
442. *Bates D. R.*, The origin of the night sky light, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **106**, 509—514 (1946).
443. *Biondi M. A., Feibelman W. A.*, Twilight and nightglow spectral line shapes of oxygen λ 6300 and λ 5577 radiation, *Planet. Space Sci.*, **16**, 431—443 (1968).
444. *Broadfoot A. L.*, Resonance scattering by N^+_2 , *Planet. Space Sci.*, **15**, 1801—1815 (1967).
445. *Broadfoot A. L., Kendall K. W.*, The airglow spectrum, 3100—10 000 A. *J. Geophys. Res.*, **73**, 426—428 (1968).
446. *Bruner E. C., Jr., Parker R. W.*, Hydrogen geocorona and solar Lyman-alpha line, I. Rocket measurement of the solar line profile, *J. Geophys. Res.*, **74**, 107—113 (1969).
447. *Buckley J. L., Moos H. W., Meier R. R.*, Rocket twilight observations of HI 1216 A horizon brightening near 150 kilometers, *J. Geophys. Res.*, **76**, 2437—2440 (1971).
448. *Carlson H. C., Jr.*, Ionospheric heating by magnetic conjugate-point photoelectrons, *J. Geophys. Res.*, **71**, 195—199 (1966).
449. *Carlson H. C., Jr.*, Preliminary observation of 6300 A predawn enhancement at Arecibo, Aurora and airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold, New York, 1967, pp. 643—647.
450. *Chamberlain J. W.*, Planetary coronae and atmospheric evaporation, *Planet. Space Sci.*, **11**, 901—960 (1963).
451. *Chapman S.*, Bakerian lecture — Some phenomena of the upper atmosphere, *Proc. Roy. Soc.*, **A132**, 358—374 (1931).
452. *Christensen A. B., Patterson T. N. L., Tinsley B. A.*, Observations and computations of twilight helium 10,830-angstrom emission, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1764—1777 (1971).
453. *Chubb T. A., Hicks G. T.*, Observations of the aurora in the far ultraviolet from OGO 4, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1290—1311 (1970).
454. *Cogger L. L., Shepherd G. C.*, Observations of a magnetic conjugate effect in the OI 6300 A airglow at Saskatoon, *Planet. Space Sci.*, **17**, 1857—1865 (1969).
455. *Cole K. D.*, The predawn enhancement of 6300 A airglow, *Annl's Géophys.*, **21**, 156—158 (1965).
456. *Cummack C. H.*, A rectilinear model of conjugate F-regions, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 125—134 (1968).
457. *Dandekar B. S.*, Equatorial measurements of the [OI] 5577 A emission of the dayglow with a rocket photometer, *Planet. Space Sci.*, **17**, 1609—1618 (1969).
458. *Dandekar B. S., Turtle J. P.*, Atomic oxygen concentration from the measurement of the [OI] 5577 A emission of the airglow, *Planet. Space Sci.*, **19**, 949—957 (1971).
459. *Deehr C. S.*, The twilight enhancement of the auroral and nebular lines of neutral atomic oxygen, Ph. D. Thesis, Univ. of Alaska, 1968.
460. *Deehr C. S.*, The predawn enhancement of 6300 A (OI) airglow: morphology and variation with solar activity, *Annl's Géophys.*, **25**, 867—879

- (1969); The twilight enhancement of the auroral and nebular lines of neutral atomic oxygen *Ibid.* **25**, 881—899 (1969).
461. *Delsemme A., Delsemme D.* La raie rouge du ciel nocturne a l'équateur, *Annls Géophys.*, **16**, 507—524 (1960).
462. *Doering J. P., Fastie W. G., Feldman P. D.*, Photoelectron excitation of N_2 in the day airglow, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4787—4802 (1970).
463. *Doherty L. R.*, Ultraviolet dayglow measurement with the X-15 aircraft, *J. Geophys. Res.*, **73**, 3597—3598 (1968).
464. *Donahue T. M.*, $H\alpha$ excitation in the hydrogen near the earth, *Planet. Space Sci.*, **12**, 149—159 (1964).
465. *Donahue T. M.*, Discussion of an experiment to measure the polarization of dayglow Lyman alpha, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1531—1534 (1967).
466. *Donahue T. M.*, The problem of sodium distribution, *Space research VII*, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 165—171.
467. *Donahue T. M.*, Discussion of paper by V. Kondo and J. E. Kupperian, Jr., Interaction of the neutral hydrogen and charged particles in the radiation belts: the consequent Lyman alpha emission, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4455—4457 (1968).
468. *Donahue T. M., Fastie W. G.*, Observation and interpretation of resonance scattering of Lyman-alpha and OI (1300) in the upper atmosphere, *Space research IV*, ed. P. Muller, North Holland, Amsterdam, 1964, pp. 304—324.
469. *Donahue T. M., Kumer J. B.*, An observation of the Helium I 584-Å dayglow radiation between 400 and 1000 km, *J. Geophys. Res.*, **76**, 145—162 (1971).
470. *Duboin M.-L., Lejeune G., Petit M., Weill G.*, Excitation of the oxygen lines and ionospheric heating by conjugate photoelectrons, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 299—304 (1968).
471. *Eather R. H.*, Discussion of paper by Yoji Kondo and James E. Kupperian, Jr., Interaction of the neutral hydrogen and charged particles in the radiation belts: the consequent Lyman-alpha emission, *J. Geophys. Res.*, **73**, 3599—3601 (1968).
472. *Elvey C. T.*, Note on the spectrum of the airglow in the red region, *Astrophys. J.*, **111**, 432—433 (1950).
473. *Evans J. V.*, Sunrise behavior of the F-layer at midlatitudes, *J. Geophys. Res.*, **73**, 3489—3504 (1968).
474. *Evans W. F. J., Hunten D. M., Llewellyn E. J., Jones A. V.*, Altitude profile of the infrared atmospheric system of oxygen in the dayglow, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2885—2896 (1968).
475. *Evans W. F. J., Llewellyn E. J., Jones A. V.*, Balloon observations of the temporal variation of the infrared atmospheric oxygen bands in the airglow, *Planet. Space Sci.*, **17**, 933—947 (1969).
476. *Fastie W. G.*, Far ultraviolet day airglow studies, *Planet. Space Sci.*, **16**, 929—935 (1968).
477. *Feldman P. D., Doering J. P., Zipf E. C.*, Excitation of O (1S) atoms in the day airglow, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3087—3094 (1971).
478. *Friedman R. M., Rawcliffe R. D., Meloy G. E.*, Radiance of the upper atmosphere in the middle ultraviolet, *J. Geophys. Res.*, **68**, 6419—6423 (1963).
479. *Glass N. W., Wolcott J. H., Wakefield R. L., Peterson R. W.*, Airborne observations of the night airglow, *Annls. Géophys.*, **26**, 179—186 (1970).
480. *Green A. E. S., Barth C. A.*, Calculations of the photoelectron excitation of the dayglow, *J. Geophys. Res.*, **72**, 3975—3986 (1967).
481. *Green A. E. S., Wyatt P. J.*, Atomic and space physics, Fig. 4p. 510, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1965.
482. *Gulledge I. S., Packer D. M., Tilford S. G., Vanderslice J. T.*, Intensity

- profiles of the 6300-A and 5577-A OI lines in the night airglow, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5535—5547 (1968).
483. *Hanson W. B.*, A comparison of the oxygen ion-ion neutralization and radiative recombination mechanisms for producing the ultraviolet nightglow, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4343—4346 (1970).
484. *Hays P. B.*, *Nagy A. F.*, *McWatters K. D.*, *Evans J. V.*, Comparison of radar and optical temperature measurements in the F region, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4881—4882 (1970).
485. *Heikkila W. J.*, Soft particle fluxes near the equator, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1076—1078 (1971).
486. *Hennes J. P.*, Measurement of the ultraviolet nightglow spectrum, *J. Geophys. Res.*, **71**, 763—770 (1966).
487. *Hennes J. P.*, *Fowler W. B.*, *Dunkelman L.*, Middle ultraviolet day radiance of the atmosphere, *Corrigenda, Trans. Am. Geophys. Un.*, **44**, 206 (1963).
488. *Hicks G. T.*, *Chubb T. A.*, Equatorial aurora/airglow in the far ultraviolet, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6233—6248 (1970).
489. *Hirao K.*, *Oya H.*, *Tohmatsu T.*, *Ogawa T.*, Rocket observation of the ionosphere in twilight conditions, *Space research IX*, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 262—266.
490. *Ingham M. F.*, The nightglow spectrum, 2. H α radiation in the night sky, *Mon. Mot. Roy. Astron. Soc.*, **124**, 523—532 (1962).
491. *Ingham M. F.*, Observations of the night sky H α emission line, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **140**, 155—172 (1968).
492. *Johnson C. Y.*, *Young J. M.*, *Holmes J. C.*, Magnetoglow: a new geophysical resource, *Science, N. Y.*, **171**, 379—381 (1971).
493. *Johnson F. S.*, *Fish R. A.*, The telluric hydrogen corona, *Astrophys. J.* **131**, 502—515 (1960).
494. *Jones R. A.*, Comparison of several models of the earth's hydrogen geocorona with data obtained from a solar hydrogen Lyman-alpha rocket spectrograph, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6966—6968 (1970).
495. *Kamiyama H.*, Intensity variation of oxygen red line in the night airglow, *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **14**, 58—65 (1962).
496. *King J. W.*, Airglow observations and the decay of the ionospheric equatorial anomaly, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 391—402 (1968).
497. *Knudsen W. C.*, Tropical ultraviolet nightglow from oxygen ion-ion neutralization, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3862—3866 (1970).
498. *Kockarts G.*, *Peetermans W.*, Atomic oxygen infrared emission in the earth's upper atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **18**, 271—285 (1970).
499. *Kohl H.*, The possible effect of diffusion between magnetically conjugate points on the seasonal anomaly of the F layer, *Electron density profiles in ionosphere and exosphere*, ed. J. Frihagen, North Holland, Amsterdam, 1966, pp. 231—238.
500. *Kondo Y.*, *Kupperian J. E., Jr.*, Interaction of the neutral hydrogen and charged particles in the radiation belts: the consequent Lyman-alpha emission, *J. Geophys. Res.*, **72**, 6091—6097 (1967).
501. *Kondo J.*, *Kupperian J. E., Jr.*, Interaction of the neutral hydrogen and charged particles in the radiation belts: the consequent Lyman-alpha emission, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6403 (1968).
502. *Koomen M. J.*, *Seal R. T., Jr.*, *Lintott J.*, Photography of the night airglow from the Gemini series of manned spacecraft *Space research VIII*, eds. A. P. Mitra, L. G. Jacchia and W. S. Newman, North Holland, Amsterdam, 1968, pp. 683—691.
503. *Краснопольский В. А.*, Вариации свечения атмосферы в области 2500—3150 Å по наблюдениям на спутнике «Космос-92», *Геомagn. и аэрoномия*, **9**, 165—168 (1968).

504. *Краснопольский В. А., Лебединский А. Л.*, Measurements of night glow from the Cosmos 92 satellite, Space research VII, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 315—327.
505. *Красовский В. И.*, Discussion of paper by Y. Kondo and J. E. Kupperian, Jr., Interaction of the neutral hydrogen and charged particles in the radiation belts: the consequent Lyman-alpha emission, J. Geophys. Res., **73**, 6402—6403 (1968).
506. *Kurt V. G.*, Distribution of the neutral hydrogen in the geocorona up to 20 R_e , Space research VII, Vol. 2, ed. R. L. Smith-Rose, 1967, pp. 1236—1241.
507. *Kvifte G. J.*, Hydroxyl rotational temperatures and intensities in the night-glow, Planet. Space Sci., **15**, 1515—1523 (1967).
508. *Лебединский А. И., Ионезас В. А., Краснопольская В. А., Кузнецов А.*, The earth's ultraviolet spectrum according to the measurements from the Cosmos 65 satellite, Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 328—336.
509. *Meier R. R.*, Balmer alpha and Lyman beta in the hydrogen geocorona, J. Geophys. Res., **74**, 3561—3574 (1969).
510. *Meier R. R.*, Depressions in the far-ultraviolet airglow over the poles, J. Geophys. Res., **75**, 6218—6232 (1970).
511. *Meier R. R., Mange P.*, Geocoronal hydrogen: an analysis of the Luman-alpha airglow observed from OGO-4, Planet. Space Sci., **18**, 803—821 (1970).
512. *Meier R. R., Prinz D. K.*, Absorption of the solar Lyman alpha line by geocoronal atomic hydrogen, J. Geophys. Res., **75**, 6969—6979 (1970).
513. *Meier R. R., Weiss D. M., Mange P.*, High-altitude measurement of the Luman alpha nightglow at solar minimum, J. Geophys. Res., **75**, 4224—4229 (1970).
514. *Nicolet M.*, Origin of the emission of the oxygen green line in the airglow, Phys. Rev., **93**, 633 (1954).
515. *Nisbet J. S.*, Photoelectron escape from the ionosphere, J. Atmos. Terr. Phys., **30**, 1257—1278 (1968).
516. *Noxon J. F.*, Day airglow, Space Sci. Rev., **8**, 92—134 (1968).
517. *O'Brien B. J., Allum F. R., Goldwire H. C.*, Rocket measurement of mid-latitude airglow and particle precipitation, J. Geophys. Res., **70**, 161—175 (1965).
518. *Ogawa T., Tohmatsu T.*, Sounding rocket observation of helium 304 and 584 Å glow, J. Geophys. Res., **76**, 6136—6145 (1971).
519. *Peterson V. L.*, F region photochemical nightglow emissions, Aurora and airglow, ed B. M. McCormac, Reinhold, New York, 1967, pp. 511—518.
520. *Peterson V. L., Steiger W. R.*, F-region nightglow emissions of atomic oxygen. 2. Analysis of 6300 Å and electron density data, J. Geophys. Res., **71**, 2267—2277 (1966).
521. *Peterson V. L., Vanzandt T. E.*, O (1D) quenching in the ionospheric F-region, Planet. Space Sci., **17**, 1725—1736 (1969).
522. *Peterson V. L., Vanzandt T. E., Norton R. B.*, F-region nightglow emissions of atomic oxygen, 1. Theory, J. Geophys. Res., **71**, 2255—2265 (1966).
523. *Prinz D. K., Meier R. R.*, OGO 4 observations of the Lyman—Birge—Hopfield emission in the day airglow, J. Geophys. Res., **76**, 6146—6158 (1971).
524. *Purcell J. D., Tousey R.*, The profile of solar hydrogen Lyman alpha, J. Geophys. Res., **65**, 370—372 (1960).
525. *Rao B. C. N., Maier E. J. R.*, Photoelectron flux and protonospheric heating during the conjugate point sunrise, J. Geophys. Res., **75**, 816—822 (1970).
526. *Reed E. I.*, A night measurement of mesospheric ozone by observations of ultraviolet airglow, J. Geophys. Res., **73**, 2951—2957 (1968).
527. *Reed E. I., Blamont J. E.*, Some results concerning the principal airglow

- lines as measured from the OGO-II satellite. Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 337—352.
528. *Roach F. E.*, The nightglow and the F-region ionosphere, Atmospheric emissions, eds. B. M. McCormac and A. Omholt, Van Nostrand Reinhold, New York, 1969, pp. 439—447.
529. *Roach F. E., Smith L. L.*, The worldwide morphology of the atomic oxygen nightglows, Aurora and airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold, New York, 1967, pp. 29—39.
530. *Roble R. G., Hays P. B., Nagy A. F.*, Calculated [OI] 6300 Å nightglow doppler temperatures for solar cycle minimum, Planet. Space Sci., **16**, 1109—1113 (1968).
531. *Rosenberg N., Zimmerman S. P.*, Correlation between the 5577 Å [OI] night airglow intensity and solar activity, Planet. Space Sci., **15**, 863—872 (1967).
532. *Sharp W. E., Rees M. H.*, Latitude distribution of the night airglow, J. Geophys. Res., **75**, 4894—4897 (1970).
533. *Шефов H. H.*, Helium in the upper atmosphere, Planet. Space Sci., **10**, 73—77 (1963).
534. *Шефов H. H.*, Hydroxyl emission of the upper atmosphere — I. The behaviour during a solar cycle, seasons and geomagnetic disturbances, Planet. Space Sci., **17**, 797—813 (1969).
535. *Шефов H. H.*, Hydroxyl emission of the upper atmosphere — II. Effects of a sunlit atmosphere, Planet. Space Sci., **17**, 1629—1639 (1969).
536. *Шефов H. H.*, Concentrations of hydrogen and helium in the outer atmosphere; geocorona, Annals of the IQSY, Vol. 5, Solar terrestrial physics: terrestrial aspects, ed. A. C. Stickland, M. I. T. Press, Cambridge, Mass, 1969, pp. 215—228.
537. *Шефов H. H.*, Hydroxyl emission of the upper atmosphere — III. Diurnal variations, Planet. Space Sci., **19**, 129—136 (1971).
538. *Silverman S. M.*, Night airglow phenomenology, Atmospheric emissions, eds. B. M. McCormac and A. Omholt, Van Nostrand Reinhold, New York, 1969, pp. 383—397.
539. *Smith L. L., Steiger W. R.* Night airglow intensity variations in the [OI] 5577 Å, [OI] 6300 Å, and NaI 5890-6Å emission lines, J. Geophys. Res., **73**, 2531—2538 (1968).
540. *Sparrow J. G., Ney E. P., Burnett G. B., Stoddart J. W.*, Airglow observations from OSO-B2 satellite, J. Geophys. Res., **73**, 857—866 (1968).
541. *Sparrow J. G., Ney E. P., Burnett G. B., Stoddart J. W.*, F-region airglow observations from Oso 5, J. Geophys. Res., **75**, 5475—5482 (1970).
542. *Steiger W. R.*, Low latitude observations of airglow, Aurora and airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold, New York, 1967, pp. 419—433.
543. *Stewart A. I.*, Photoionization coefficients and photoelectron impact excitation efficiencies in the daytime ionosphere, J. Geophys. Res., **75**, 6333—6338 (1970).
544. *Strickland D. J., Donahue T. M.*, Excitation and radiative transport of OI 1304 Å resonance radiation — I. The dayglow, Planet. Space Sci., **18**, 661—689 (1970).
545. *Swider W.*, On the decay of the ionospheric airglow 6300 Å line at night, Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 516—523.
546. *Swider W.*, Upper atmospheric emission processes, Atmospheric emissions, eds. B. M. McCormac and A. Omholt, Van Nostrand Reinhold, New York, 1969, pp. 367—382.
547. *Тарасова Т. М.*, On space correlation of night sky emissions, Space research VII, Vol. 1, ed. R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1967, pp. 353—361.
548. *Тарасова Т. М.*, Atomic oxygen glow λ 6300 Å from 1967 rocket data,

- Space research IX, eds. K. S. W. Champion, P. A. Smith, and R. L. Smith-Rose, North Holland, Amsterdam, 1969, pp. 329—335.
549. *Tinsley B. A.*, Initial results of geocoronal Balmer α observations, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1757—1775 (1967).
550. *Tinsley B. A.*, Measurements of twilight helium 10,830 Å emission, *Planet. Space Sci.*, **16**, 91—99 (1968).
551. *Tinsley B. A.*, Temporal variations in geocoronal Balmer alpha, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4139—4149 (1968).
552. *Tinsley B. A.*, Anisotropic galactic emissions at Lyman alpha and nearby wave lengths, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2327—2332 (1969).
553. *Tinsley B. A.*, Interpretation of Balmer α observations of M. F. Ingham, *Planet. Space Sci.*, **17**, 1320—1322 (1969).
554. *Tinsley B. A.*, Reinterpretation of geocoronal observations with increased high/low altitude hydrogen ratio, *Planet. Space Sci.*, **17**, 769—771 (1969).
555. *Tinsley B. A.*, OI 4368-Å emission following evening twilight, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3932—3934 (1970).
556. *Tinsley B. A.*, Variations of Balmer α emission and related hydrogen distributions, *Space research X*, ed. T. M. Donahue, P. A. Smith and L. Thomas, North Holland, Amsterdam, 1970, pp. 582—590.
557. *Tinsley B. A.*, *Meier R. R.*, Balmer Alpha distributions over a solar cycle, Comparison of observations with theory, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1006—1016 (1971).
558. *Tomblin F. F.*, Atmospheric X-ray fluorescence, *J. Geophys. Res.*, **76**, 163—169 (1971).
559. *Tousey R.*, The extreme ultraviolet spectrum of the sun, *Space Sci. Rev.*, **2**, 3—69 (1963).
560. *Wallace L.*, *Barth C. A.*, *Pearce J. B.*, *Kelly K. K.*, *Anderson D. E., Jr.*, *Fastie W. G.*, Mariner 5 measurement of the earth's Lyman alpha emission, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3769—3777 (1970).
561. *Wallace L.*, *Broadfoot A. L.*, Weak emissions in the near infrared daytime airglow, *Planet. Space Sci.*, **17**, 975—984 (1969).
562. *Wallace L.*, *Hunten D. M.*, Dayglow of the oxygen A band, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4813—4834 (1968).
563. *Wallace L.*, *McElroy M. B.*, The visual dayglow, *Planet. Space Sci.*, **14**, 6777—708 (1966).
564. *Wallace L.*, *Nidey R. A.*, Measurement of the daytime airglow in the visual region, *J. Geophys. Res.*, **69**, 471—479 (1964).
565. *Weill G. M.*, Airglow observations near the equator, *Aurora and airglow*, ed. B. M. McCormac, Reinhold, New York, 1967, pp. 407—418.
566. *Weill G. M.*, NI (4S — 2D) radiation in the night airglow and low latitude aurora, *Atmospheric emissions*, eds. B. M. McCormac and A. Omholt, Van Nostrand Reinhold, New York, 1969, pp. 449—470.
567. *Weill G. M.*, Airglow research during and since the IQSY, *Annals of the IQSY*, Vol. 4, *Solar-terrestrial physics: solar aspects*, ed. A. C. Stickland, M. I. T. Press, 1969, pp. 388—399.
568. *Winter T. C. Jr.*, *Chubb T. A.*, The determination of the profile of the night sky hydrogen Lyman alpha emission line, *J. Geophys. Res.*, **72**, 4405—4414 (1967).
569. *Young J. M.*, *Weller C. S.*, *Johnson C. Y.*, *Holmes J. C.*, Rocket observations of the far UV nightglow at Lyman alpha and shorter wavelengths, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3710—3722 (1971).
570. *Young R. A.*, *Black G.*, Excitation of the auroral green line in the earth's nightglow, *Planet. Space Sci.*, **14**, 113—116 (1966).
571. *Zipf E. C., Jr.*, *Fastie W. G.*, An observations of day airglow emission at 6300 Å *J. Geophys. Res.*, **68**, 6208—6209 (1963).
572. *Zipf E. C.*, *Stone E. J.*, Photoelectron excitation of atomic oxygen resonance radiation in the terrestrial airglow, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6865—6874 (1971).

ДИНАМИКА ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ И ДИНАМО-ЭФФЕКТ

4.1. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

4.1.1. ОБЩИЕ УРАВНЕНИЯ

Считая воздух идеальным газом, в котором совершенно не происходит диссипации энергии, можно движения земной атмосферы записать в виде следующей системы уравнений [1, 2]:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + 2\rho\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \nabla p + \rho\nabla\Phi = 0 \quad (\text{сохранение количества движения}), \quad (1)$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) = 0 \quad (\text{сохранение массы}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p = \gamma \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\rho \right) \quad (\text{сохранение энергии}), \quad (3)$$

$$p = \rho RT/\bar{m} \quad (\text{уравнение состояния идеального газа}). \quad (4)$$

Здесь γ и \bar{m} означают соответственно отношение теплоемкостей и среднюю молекулярную массу воздуха; Φ — скалярный потенциал, описывающий суммарное действие земного тяготения и центробежной силы, вызванной вращением Земли. В сферических координатах (r, θ, φ) уравнения движения в компонентах принимают вид

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla v_r - \frac{v_\theta^2 + v_\varphi^2}{r} - 2\Omega \sin\theta v_\varphi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial\Phi}{\partial r}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla v_\theta + \frac{v_r v_\theta}{r} - v_\varphi^2 \left(\frac{\text{ctg}\theta}{r} \right) - 2\Omega \cos\theta v_\varphi = \\ = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial\theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial\theta}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla v_\varphi + \frac{v_r v_\varphi}{r} + v_\theta v_\varphi \left(\frac{\text{ctg}\theta}{r} \right) + 2\Omega \cos\theta v_\theta + 2\Omega \sin\theta v_r = \\ = -\frac{1}{\rho r \sin\theta} \frac{\partial p}{\partial\varphi} - \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial\Phi}{\partial\varphi}. \end{aligned} \quad (7)$$

В этих уравнениях θ — полярный угол (дополнение широты до 90°), φ — долгота, отсчитываемая к востоку; v_θ — меридиональная ско-

рость (положительная к югу), v_φ — зональная скорость (положительная к востоку); r — расстояние от центра Земли. Далее,

$$\mathbf{v} \cdot \nabla \equiv \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{v_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} + v_r \frac{\partial}{\partial r}$$

и

$$\nabla \cdot \mathbf{v} \equiv \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r).$$

В задачах, в которых рассматриваемый объект мал по сравнению с размерами Земли, последнюю можно считать плоской.

Если сосредоточить внимание на возмущениях входящих в уравнения величин и рассматривать само движение как возмущение от состояния покоя относительно Земли (что специально отмечается штрихом), тогда

$$\begin{aligned} v_\theta &= v'_\theta, & v_\varphi &= v'_\varphi, & v_r &= v'_r, \\ \rho &= \rho_0 + \rho', & \rho &= \rho_0 + \rho', & T &= T_0 + T'. \end{aligned}$$

В этом случае уравнения движения (5)—(7) и (2)—(4) с учетом приливных сил ($-\nabla\Psi$) принимают вид

$$\frac{\partial v'_\theta}{\partial t} - 2\Omega \cos \theta v'_\varphi = -\frac{1}{r} \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial \theta} + \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right), \quad (8)$$

$$\frac{\partial v'_\varphi}{\partial t} + 2\Omega \cos \theta v'_\theta + 2\Omega \sin \theta v'_r = -\frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial \varphi} + \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} \right), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'_r}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta v'_\varphi &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial r} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial r} + \\ &+ \frac{\rho'}{\rho_0^2} \frac{\partial p_0}{\partial r} - g - \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \mathbf{v}' \cdot \nabla \rho_0 + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}' = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \mathbf{v}' \cdot \nabla p_0 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0} \left(\frac{\partial p'}{\partial t} + \mathbf{v}' \cdot \nabla p_0 \right), \quad (12)$$

$$(\rho_0 + \rho') = R (\rho_0 T' + T_0 \rho' + \rho_0 T_0) / \bar{m}. \quad (13)$$

В приведенных уравнениях в возмущениях опущены члены второго и более высоких порядков. При использовании декартовой системы координат (Ox направлена к востоку, Oy — к северу, Oz — вертикально вверх) в точке с географической широтой λ уравнения движения в компонентах (5)—(7) можно переписать в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla u - 2\Omega (v \sin \lambda - w \cos \lambda) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (14a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla v + 2\Omega u \sin \lambda = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (14б)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla w - 2\Omega u \cos \lambda = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g. \quad (14в)$$

При использовании полярных координат (R, ζ, z) на плоскости записанные выше уравнения принимают вид

$$\frac{dv_R}{dt} - 2\Omega \sin \lambda v_\zeta + 2\Omega \cos \lambda \cos \zeta w - \frac{v_\zeta^2}{R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R}, \quad (15a)$$

$$\frac{dv_\zeta}{dt} + 2\Omega \sin \lambda v_R - 2\Omega \cos \lambda \sin \zeta w + \frac{v_R v_\zeta}{R} = -\frac{1}{\rho} \frac{1}{R} \frac{\partial p}{\partial \zeta}, \quad (15б)$$

$$\frac{dw}{dt} - 2\Omega \cos \lambda (v_R \cos \zeta - v_\zeta \sin \zeta) = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (15в)$$

причем ζ измеряется против часовой стрелки от направления на восток. В случае горизонтального движения ($w = 0$) эти уравнения упрощаются:

$$\frac{dv_R}{dt} - 2\Omega \sin \lambda v_\zeta - \frac{v_\zeta^2}{R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R}, \quad (16a)$$

$$\frac{dv_\zeta}{dt} + 2\Omega \sin \lambda v_R + \frac{v_R v_\zeta}{R} = -\frac{1}{\rho} \frac{1}{R} \frac{\partial p}{\partial \zeta}. \quad (16б)$$

4.1.2. ГЕОСТРОФИЧЕСКИЙ ВЕТЕР В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ

При установившемся движении воздуха в горизонтальной плоскости, когда изобары (линии постоянного давления) прямолинейны, выполняются уравнения

$$2\Omega v \sin \lambda = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (17a)$$

$$-2\Omega u \sin \lambda = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (17б)$$

$$g \approx \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (17в)$$

Обозначим через δ угол между изобарами и осью Ox ; тогда, комбинируя первые два уравнения (17), получаем

$$2\Omega \sin \lambda v_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n}, \quad (18a)$$

где

$$v_g = u \cos \delta + v \sin \delta \quad (18б)$$

и

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \frac{\partial p}{\partial x} \cos \left(\delta - \frac{1}{2} \pi \right) + \frac{\partial p}{\partial y} \sin \left(\delta - \frac{1}{2} \pi \right). \quad (18в)$$

В данном случае кориолисова сила уравнивается членом $(1/\rho) (\partial p/\partial n)$, и скорость v_g направлена параллельно изобарам. Такое движение называется *геострофическим ветром*.

4.1.3. ГРАДИЕНТНЫЙ ВЕТЕР В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ

В стационарном состоянии уравнения (16а) и (16б) можно записать в виде

$$2\Omega \sin \lambda v_\zeta + \frac{v_\zeta^2}{R} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R}, \quad (19а)$$

$$2\Omega \sin \lambda v_R + \frac{v_R v_\zeta}{R} = - \frac{1}{\rho} \frac{1}{R} \frac{\partial p}{\partial \zeta}. \quad (19б)$$

Если система имеет цилиндрическую симметрию, то $\partial/\partial \zeta = 0$. Из (19а) и (19б) можно видеть, что физически правдоподобная ситуация предполагает выполнение условия $v_R = 0$. Отсюда

$$2\Omega \sin \lambda v_\zeta + \frac{v_\zeta^2}{R} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R}. \quad (19в)$$

Здесь мы встречаемся со случаем, когда комбинация земной кориолисовой силы и местной центробежной силы уравнивается градиентом давления. Предположим для простоты, что линии $p = \text{const}$ представляют собой концентрические окружности. В северном полушарии, если наибольшее давление в центре ($\partial p/\partial R < 0$), как в области антициклона, имеет место $v_\zeta < 0$ (по часовой стрелке); если же в центре наименьшее давление ($\partial p/\partial R > 0$), как в области циклона, тогда $v_\zeta > 0$ (против часовой стрелки).

4.1.4. СОХРАНЕНИЕ МОМЕНТА КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ

Используя сферические координаты $(r, \lambda = \pi/2 - \theta, \varphi)$, имеем

$$v_r = \frac{dr}{dt}, \quad v_\varphi = r \cos \lambda \frac{d\varphi}{dt}, \quad v_\lambda = r \frac{d\lambda}{dt},$$

и (7) можно записать в виде

$$r \cos \lambda \frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2 \left(\Omega + \frac{d\varphi}{dt} \right) \left(\cos \lambda \frac{dr}{dt} - r \sin \lambda \frac{d\lambda}{dt} \right) = \\ = \frac{1}{r \cos \lambda} \frac{d}{dt} \left\{ r^2 \cos^2 \lambda \left(\frac{d\varphi}{dt} + \Omega \right) \right\} = - \frac{1}{\rho r \cos \lambda} \frac{\partial p}{\partial \varphi} - \frac{1}{r \cos \lambda} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi}.$$

В случае когда долготная компонента силы равна нулю

$$(\partial p / \partial \varphi = 0, \partial \Phi / \partial \varphi = 0), \text{ справедливо}$$

$$r^2 \cos^2 \lambda \left(\frac{d\varphi}{dt} + \Omega \right) = \text{const.}$$

Полученное соотношение выражает сохранение абсолютного момента количества движения [1]. Когда воздушная масса смещается с широты λ_1 до широты λ_2 вдоль земной поверхности, то

$$\left(\left(\frac{d\varphi}{dt} \right)_1 + \Omega \right) \cos^2 \lambda_1 = \left(\left(\frac{d\varphi}{dt} \right)_2 + \Omega \right) \cos^2 \lambda_2,$$

$$v_{\varphi_2} = v_{\varphi_1} \frac{\cos \lambda_1}{\cos \lambda_2} + \Omega r \frac{\cos^2 \lambda_1 - \cos^2 \lambda_2}{\cos \lambda_2}.$$

Если первоначально $v_{\varphi_1} = 0$ при $\lambda_1 = 0$, тогда

$$v_{\varphi_2} = \Omega a \frac{1 - \cos^2 \lambda_2}{\cos \lambda_2},$$

где a — радиус Земли.

4.2. АТМОСФЕРНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ

4.2.1. ТРОПОСФЕРА И ТРОПОПАУЗА

Общая циркуляция в нижней атмосфере осуществляется за счет неравномерного нагревания солнечным излучением Земли и ее атмосферы. Тропические районы Земли получают существенно больше тепловой энергии, чем полярные. Можно представить себе несложную тепловую конвективную циркуляцию, при которой теплый воздух поднимается на экваторе, течет в направлении к полюсам, опускается в полярных районах и течет обратно к экватору близ поверхности Земли. Однако подобная система циркуляции критическим образом зависит от вращения Земли. Воздушные массы, перемещающиеся к полюсам или к экватору, стремятся сохранить имеющийся у них момент количества движения (разд. 4.1.4), вследствие чего их зональная скорость должна изменяться. Например, воздушная масса, которая в начальный момент находилась на экваторе, а затем была перенесена на широту 60° , приобретает направленную на восток скорость 233 м/с относительно поверхности Земли.

Согласно модели меридиональной циркуляции, предложенной Пальменом (рис. 4.1), воздух, поднимающийся от экваториальных районов, образует «тропическую ячейку», простирающуюся до широты 30° . По мере спуска к Земле вблизи указанной широты поток близ поверхности разделяется. Часть возвращается к экватору, приобретая направленную на запад скорость и сохраняя свой момент количества движения; эта часть называется *пассатом*. Другая часть опускающегося воздуха поднимается снова и движется к полюсам вдоль полярного фронта, который отделяет полярную воздушную массу от остальной атмосферы. Эта воздушная масса приобретает весьма высокие скорости к востоку и образует узкий концентрированный воздушный поток, именуемый *струйным течением*. Однако струйные течения — это не просто воздушные потоки тороидальной формы. Они имеют тенденцию развиваться в меандрирующую волновую структуру, называемую *волнами Россби*, тесно связанную с формированием циклонов и антициклонов. Именно их формирование приводит к тому, что простой тороидальный поток интенсивно переносит момент количества движения, связанный с быстрым вращением Земли. Волны становятся асимметричными относительно меридианов, и этот приток движущейся массы воздуха увеличивает перенос момента количества движения.

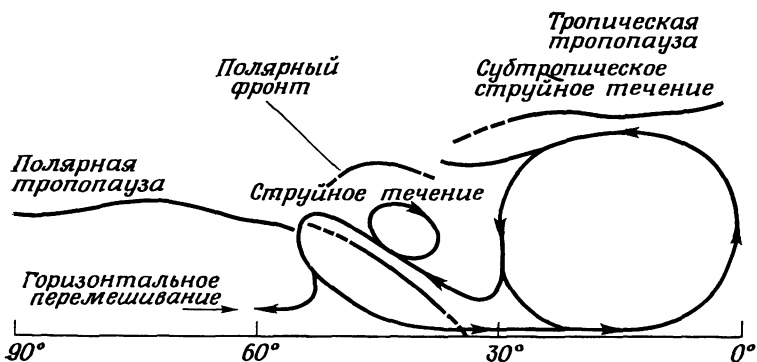
4.2.2. СТРАТОПАУЗА И МЕЗОСФЕРА

Одной из наиболее интересных особенностей системы ветров выше стратосферы является сильное воздушное течение в мезосфере зимой, направленное на запад, и довольно слабое течение летом, имеющее восточное направление (рис. 4.2). Наблюдения на аэростатах и метеорологических ракетах в последние годы значительно улучшили наши представления о системе ветров в этой области. Имеются также другие методы для наблюдения ветров с Земли; одним из них, использованным ранее, является наблюдение за аномальным распространением звука. Прослеживание посредством радиолокатора ионизованных метеорных следов обеспечивает постоянную информацию о ветрах на высотах 80—110 км.

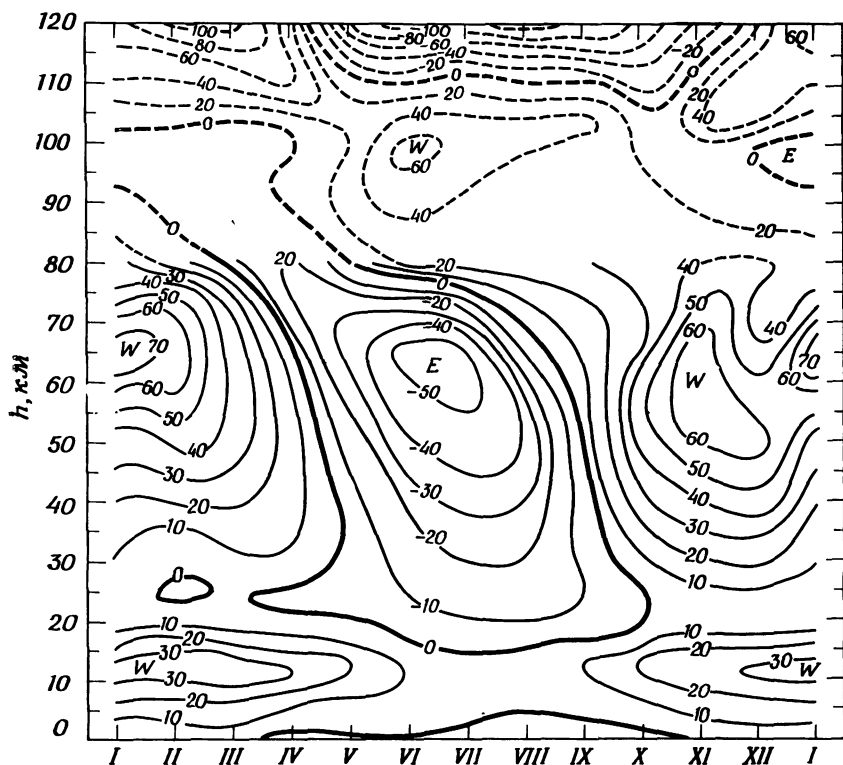
Меридиональное течение в этой области представляется более слабым, чем зональное, и направлено к северу [65]. В этой же области атмосферы имеют место внезапные потепления стратосферы, но этот вопрос выходит за пределы нашей темы.

4.2.3. МЕЗОПАУЗА И ИОНОСФЕРА

Существование высоких скоростей ветра на уровне мезосферы было впервые обнаружено из движений светящихся (серебристых) облаков (рис. 4.3). Регулярные радиолокационные наблюдения метеорных следов выполнялись в Джодрелл Бэнк близ Манчестера



Р и с. 4.1. Модель меридиональной циркуляции. По [68].



Р и с. 4.2. Распределение скорости меридиональных ветров на высоте 120 км; 30° с. ш. Римскими цифрами обозначены месяцы. По [46].

(Англия) и в Аделаиде (Австралия). Они подвели прочную основу под наши знания о ветрах на высотах между 80 и 110 км. Эксперименты с ракетными гранатами, а также натриевыми облаками, выбрасываемыми с ракет, также пополнили наши сведения о ветрах в рассматриваемой области. На рис. 4.4 показаны суточные вариации двух компонент ветра; они хорошо представляются разложением в ряд Фурье с двумя гармониками — суточной и полусуточной. Постоянный член в каждом разложении определяет среднюю компоненту ветра; другие члены характеризуют компоненты гравитационных и термических приливов, обсуждаемых в разд. 4.3. На рис. 4.5 показан годограф среднего вектора ветра в Джодрелл Бэнк в течение года.

Рис. 4.6, построенный Кохански [56], объединяет сезонные вариации как зональных, так и меридиональных ветров. Рисунок позволяет предположить, что существует общий поток, направленный от летнего к зимнему полушарию.

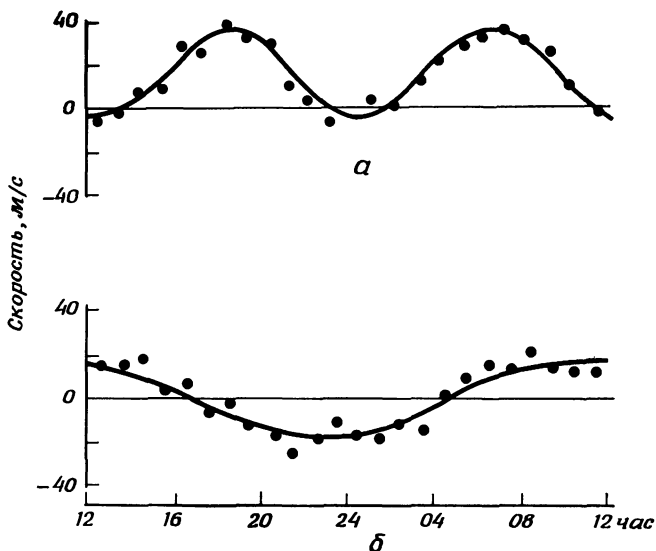
Посредством различных радиометодов были исследованы также ветры в ионосфере. Движение ионизации, а именно дрейфовое движение заряженных частиц, может быть легко обнаружено радиометодами. Однако нужно проявлять осторожность при интерпретации подобного дрейфового движения как указания на существование ветра нейтральных воздушных масс. Например, электрическое поле может вызывать движение ионосферной плазмы в направлении $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ (см. разд. 4.4.1 и 6.9). Такое движение следует отличать от ветров, обсуждавшихся в предыдущих разделах.

Эксперименты с натриевыми облаками дали наиболее полезную информацию о ветрах в ионосфере, в частности выше 100 км, где не так часто появляются метеорные следы, пригодные для радиолокационных наблюдений. Однако этот метод можно применять лишь в период сумерек, когда натриевые облака освещаются Солнцем. Перемещение следа, состоящего из паров натрия, позволяет найти вектор скорости $\mathbf{V}(h)$ «ветра», который является функцией высоты h . На рис. 4.7 представлены наложенные друг на друга распределения по высоте компонент скоростей север — юг и восток — запад для 60 случаев [74, 75]. Другая общепринятая форма представления наблюдений — это вычерчивание годографа горизонтального ветра в функции высоты [5, 44] (рис. 4.8, *a* и *b*).

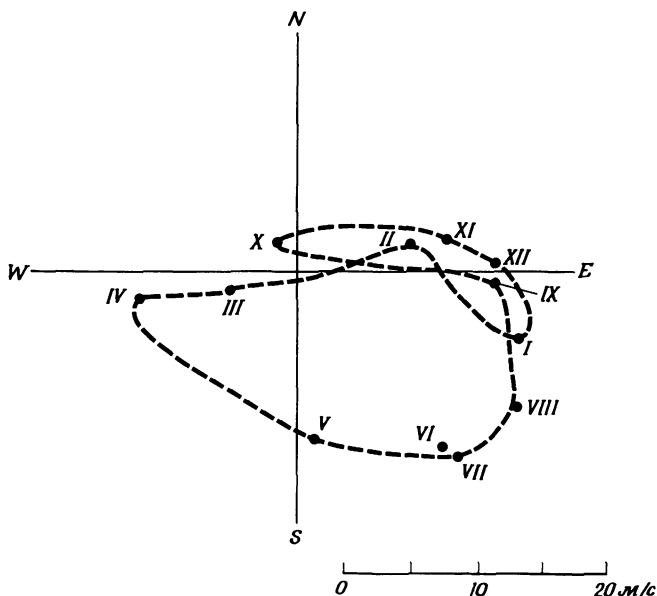
Вектор скорости \mathbf{V} определяется вкладом нескольких источников: ветром от общей циркуляции атмосферы на каждом уровне (преобладающая компонента); ветрами, меняющимися с суточным периодом и возбуждаемыми частично термическими, частично приливными эффектами; движениями воздуха, связанными с гравитационными волнами, и другими. Для разделения этих компонент необходим тщательный анализ данных с использованием известных особенностей каждого типа движений.



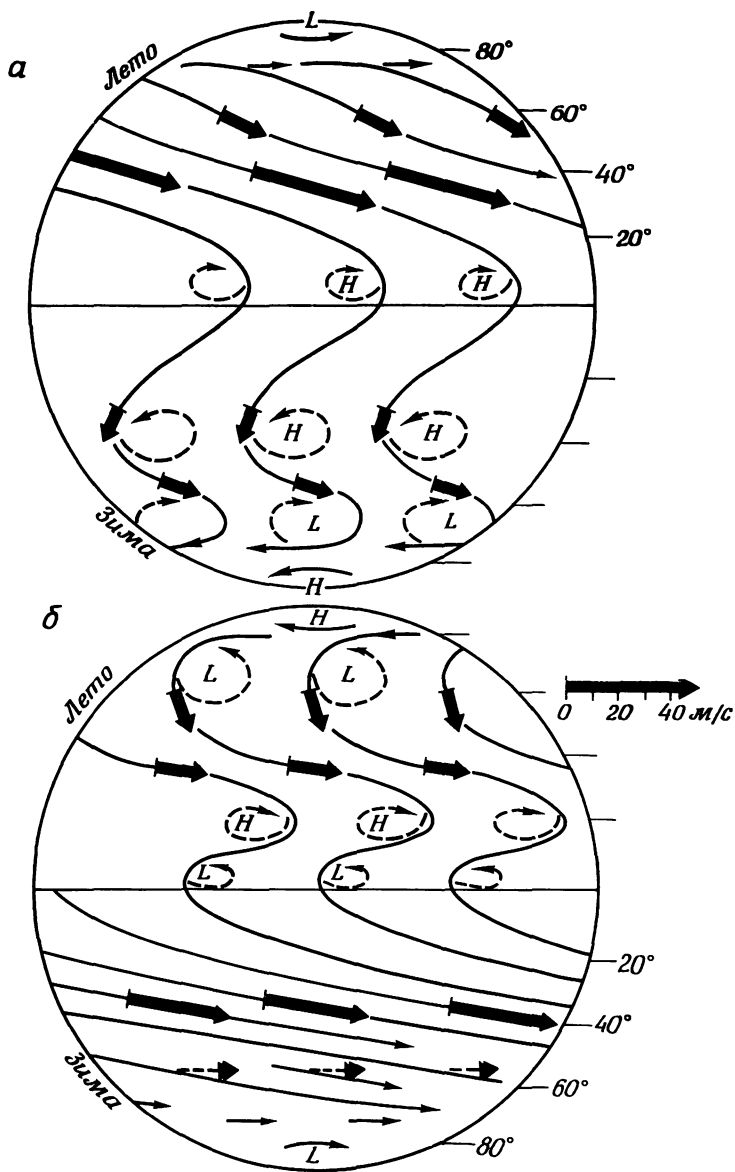
Р и с. 4.3. Серебристые облака. По [25].



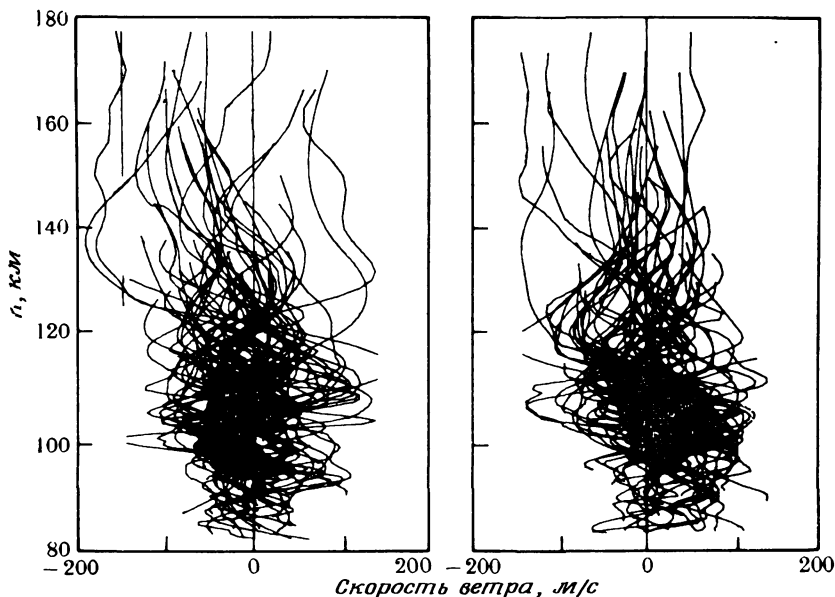
Р и с. 4.4. Вариации ветра в течение суток на высоте 85—100 км над Джодрелл-Бэнк. Кривые соответствуют сумме трех первых членов разложения в ряд Фурье: *a* — восточно-западная компонента; *b* — северо-южная компонента. По [28].



Р и с. 4.5. Месячная вариация вектора преобладающего ветра над Джодрелл-Бэнк; усреднено за период с 1953 по 1958 г. По [28].



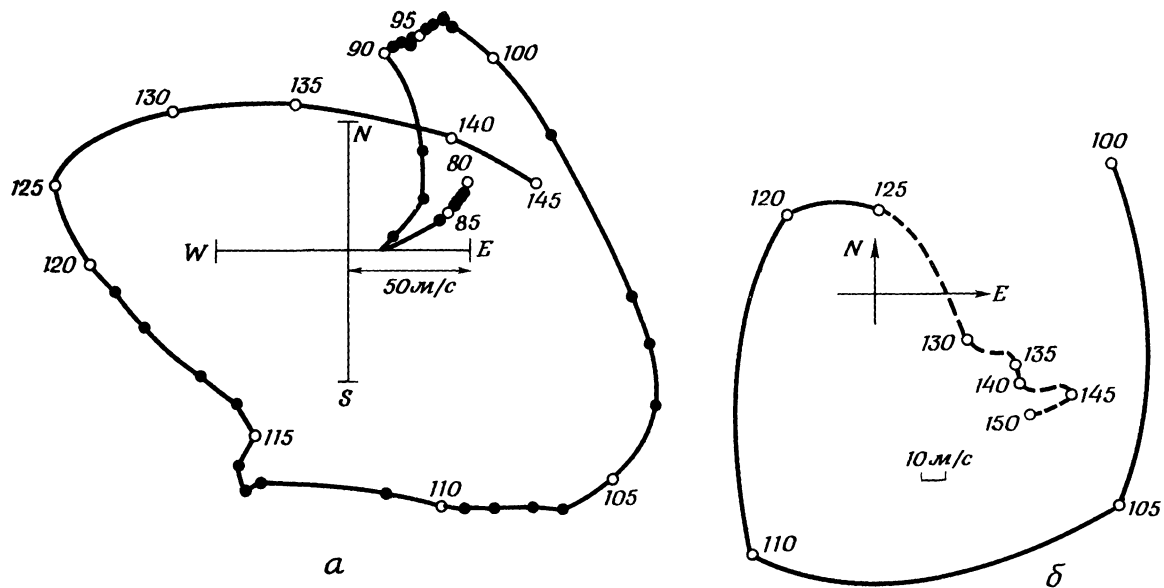
Р и с. 4.6. Модель планетарной циркуляции на высотах 100 км (а) и 80 км (б). Сплошные кривые — первичная циркуляция, пунктир — вторичная. По [55].



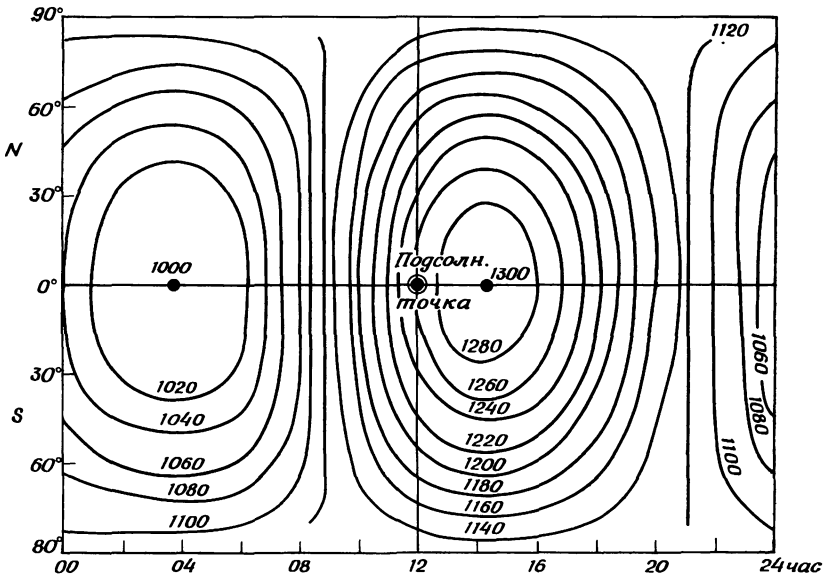
Р и с. 4.7. Наложение результатов 60 наблюдений северо-южной и восточно-западной компонент ветра в средних широтах в функции высоты. По [74, 75].

4.2.4. ВЕРХНЯЯ АТМОСФЕРА

а) *Вздутие атмосферы.* Систематические наблюдения за движениями нескольких спутников позволили Яккия [39, 40] выявить заметные изменения атмосферного торможения, испытываемого спутником в дневное и ночное время. Используя соответствующую модель атмосферы (например, модель Николе), возможно получить вариации плотности атмосферы, а также ее температуры. На рис. 4.9 показаны выведенные таким путем изотермы для термопаузы [39]. Минимальная температура составляет 1000 К; она имела место на экваторе в 3 ч 30 мин местного времени. Максимальная температура равна 1300 К и имела место в 14 ч 00 мин местного времени. Распределение изотерм (и тем самым кривых равной плотности) позволяет предположить, что термосфера имеет *вздутие* вблизи подсолнечной точки. Первоначально Яккия [39] предположил, что положение максимальной температуры смещается к северу и к югу вместе с годичным движением Солнца по небосводу. Позднее детальный анализ движения спутников «Эксплорер»-19 и 24, представляющих собой большие баллоны, специально разработанные для определения торможения в атмосфере, показал, что область максималь-



Р и с. 4.8. *a* — примеры горизонтальных ветров. Горизонтальный ветер на данной высоте представляется вектором, проведенным от центра фигуры, помеченного крестом, до соответствующей точки на кривой. 18 ч 39 мин (15° в.д.) 16 сент. 1961 г., 38° с. ш. По [5]. *б* — еще один пример; по [44].



Р и с. 4.9. Вычисленные изотермы (в К) для термопаузы. По [39].

ной температуры сильно вытянута в направлении север — юг и что максимум сохраняет свое положение вблизи экватора [42].

б) *Нагревание верхней атмосферы.* Гаррис и Пристер [32] попытались объяснить существование вдутия, рассматривая источники тепла и теплопроводность в предположении гидростатического равновесия в каждом географическом пункте. Основное дифференциальное уравнение, использованное для определения температурного профиля, таково:

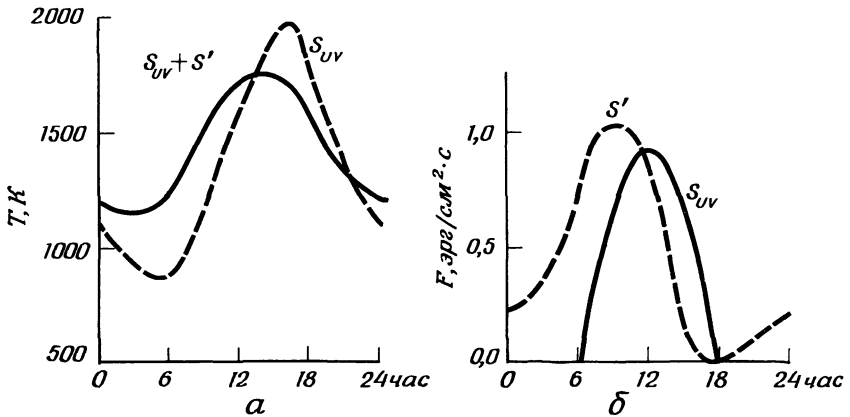
$$\frac{\partial}{\partial h} \left(K(T) \frac{\partial T}{\partial h} \right) - \rho c_p \frac{\partial T}{\partial h} T \int_{h_0}^h \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial t} dh' + S = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t},$$

где

$$S = S_{UV} + S_{Ox} + S',$$

причем S_{UV} , S_{Ox} и S' обозначают соответственно источники тепла вследствие поглощения солнечной ультрафиолетовой радиации (при коэффициенте преобразования $\varepsilon_{эф}$), потери тепла вследствие охлаждения атмосферы излучением атомарного кислорода в инфракрасной области и дополнительные механизмы нагрева.

Используя полученный таким образом температурный профиль $T(h, t)$, можно рассчитать концентрацию n по формуле



Р и с. 4.10. *а* — суточная вариация температуры на высоте 600 км. Сплошная кривая показывает вариацию, выведенную из вариации плотности, пунктирная — ту же вариацию, но с исключением S' . По [32]. *б* — суточная вариация функции источника тепла. Сплошная кривая S_{UV} — солнечное УФ-излучение, поглощенное в виде тепла, пунктирная кривая S' указывает на дополнительный источник тепловой энергии, предложенный для объяснения наблюдаемой вариации температуры. По [32].

$$n_i(h, t) = n_i(h_0) \frac{T(h_0)}{T(h, t)} \exp \left\{ - \int_{h_0}^h \frac{m_i g(h')}{kT(h', t)} dh' \right\}.$$

Граничными условиями являются первоначальное распределение температуры, температура и концентрация составляющих атмосферы на нижней границе (на уровне 120 км), не меняющиеся во времени, и нулевой градиент температуры на верхней границе. Из полученных распределений по высоте температуры и концентрации можно оценить парциальное давление, плотность, среднюю молекулярную массу, а также шкалу высот.

На рис. 4.10, *а* сравнены рассчитанная суточная вариация температуры с учетом только S_{UV} на высоте 600 км (пунктир) и наблюдаемая вариация плотности (сплошная кривая). Температура соответствует довольно высокому уровню солнечной активности с потоком радиоизлучения от Солнца на $\lambda 10,7 \text{ см } F = 200 \cdot 10^{-22} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$. Предполагая, что максимальный поток составляет $1,09 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, Гаррис и Пристер [32] заключили, что наблюдения невозможно объяснить нагреванием только за счет ультрафиолетового излучения. Чтобы улучшить согласие между результатами расчета и наблюдениями, они предположили существование дополнительного источника тепла S' и изучили, какой вид он должен иметь, чтобы удовлетворительно воспроизвести наблюдаемую вариацию плотности. На рис. 4.10, *б* показана суточная вариация S' , оцененная указанным об-

разом, а также вариация S_{UV} . Гаррис и Пристер сначала предположили, что дополнительным источником тепла является солнечный ветер, однако позднее было обнаружено, что в их исследовании не был учтен горизонтальный перенос тепловой энергии ветрами.

Недавно Яккия показал [41], что отношение r глобального значения максимальной температуры экзосферы к минимальной ($r = T_{\max} / T_{\min}$) (разд. 4.2.4, а) меняется с солнечным циклом в фазе с изменением индекса ΣK_p (разд. 7.8.2) и сдвигается больше чем на год назад относительно вариации потока солнечного радиоизлучения на волне 10,7 см. Представляется, что нагревание экзосферы во время магнитосферных возмущений столь же существенно, как и нагревание солнечным ультрафиолетом (разд. 8.10).

в) Система ветров, связанная с вздутием атмосферы. Неоднородность плотности и температуры в верхней атмосфере должна сопровождаться системой ветров. Уравнения горизонтального движения с учетом диссипативных членов определяются следующим образом [см. разд. 4.1.1, ф-лы (6) и (7)]:

$$\frac{\partial v_{\varphi}}{\partial t} + 2\Omega \cos \theta v_{\theta} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 v_{\varphi}}{\partial z^2} - \lambda v_{\varphi} - \frac{1}{\rho r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \varphi},$$

$$\frac{\partial v_{\theta}}{\partial t} - 2\Omega \cos \theta v_{\varphi} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 v_{\theta}}{\partial z^2} - (\lambda \sin^2 I) v_{\theta} - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta}.$$

Здесь опущены члены, связанные с нелинейным ускорением и кориолисовой силой при вертикальном движении, — компоненты скорости v_{φ} и v_{θ} берутся положительными к востоку и югу соответственно; z положительно вверх; кроме того,

μ — коэффициент вязкости,

λ — параметр торможения для ионов [$= n_e (v_{in} / n_n)$],

n_e — концентрация электронов,

n_n — концентрация нейтральных частиц,

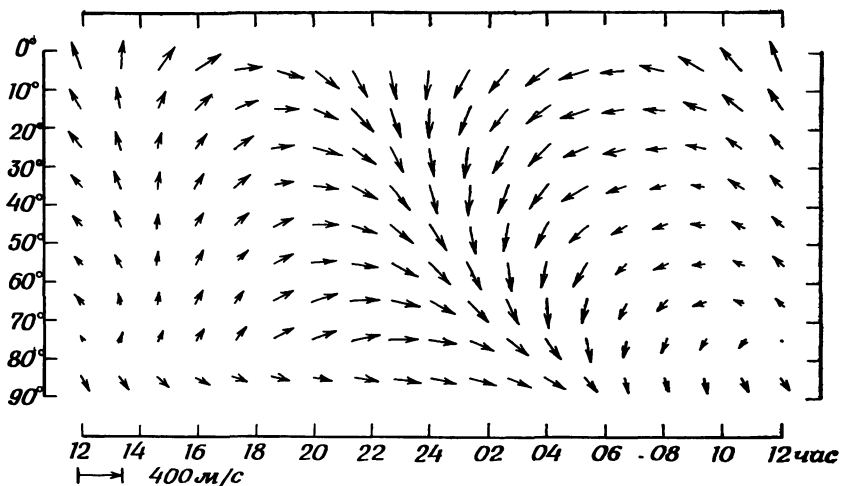
v_{in} — частота столкновений ионов с нейтральными частицами,

I — магнитное наклонение.

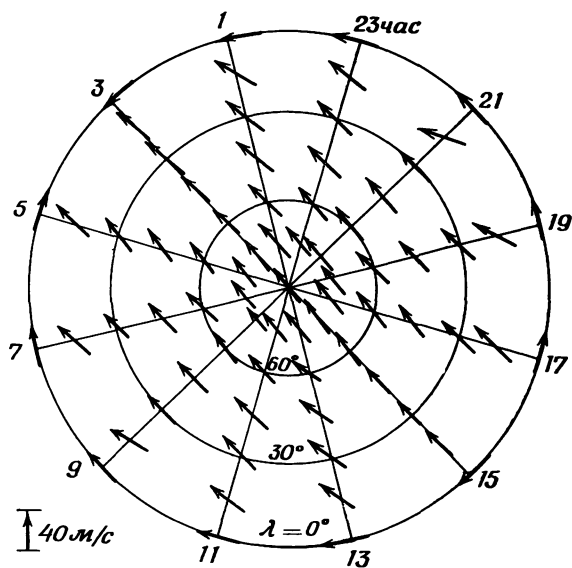
Гейслер [26, 27] получил распределение скоростей ветра в верхней атмосфере, оценив градиенты давления в разных моделях термического вздутия. На рис. 4.11 показана картина ветров, полученная Чаллинором [13] для новой модели термического вздутия (рис. 4.9); сходное исследование выполнено в [57].

На рис. 4.12 приведено полученное Колом и Кингом распределение векторов скорости ветра. На обеих схемах выявляется ветер через полярную шапку с дневной стороны на ночную. Значение этого ветра обсуждается позднее (разд. 4.5).

Исследование термического вздутия, проведенное Яккия, свидетельствует также, что в экзосфере происходят существенные суточные вариации температуры и плотности. Чтобы объяснить днев-



Р и с . 4.11. Рассчитанная система ветров на высоте 250 км. По [13].



Р и с . 4.12. Рассчитанная система ветров на высоте 300 км. По [57].

ную вариацию интенсивности излучения La в геокороне (разд. 3.7), ряд исследователей ввели предположение о существовании значительно большего количества водорода в ночное время, чем в дневное; тем самым вводится представление о глобальном горизонтальном потоке водорода в экзосфере [22, 23, 31].

Другая интересная проблема, связанная со спутниковыми наблюдениями, состоит в том, что, по-видимому, следует предположить наличие направленных на восток (если смотреть с Солнца) ветров, имеющих скорость в $\sim 1,3$ раза больше, чем соответствующая скорость вращения Земли [50, 51]. Однако пока не ясно, можно ли считать этот ветер замыкающимся в кольцо вокруг Земли; согласно Чаллинору [12], этот ветер может представлять комбинацию сильного восточного и слабого западного ветра, охватывающих только определенные секторы по долготе.

4.3. ПРИЛИВНЫЕ КОЛЕБАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Произвольная функция $\varphi(t)$, определенная в интервале от $t = 0$ до $t = 2\pi$, может быть разложена в бесконечный ряд по тригонометрическим функциям при условии, что $\varphi(t)$ в выбранном интервале имеет везде непрерывную первую производную, за исключением конечного числа точек:

$$\varphi(t) = a_0 + (a_1 \cos t + b_1 \sin t) + (a_2 \cos 2t + b_2 \sin 2t) + \dots,$$

где

$$a_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varphi(t) dt,$$

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \varphi(t) \cos nt dt,$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \varphi(t) \sin nt dt.$$

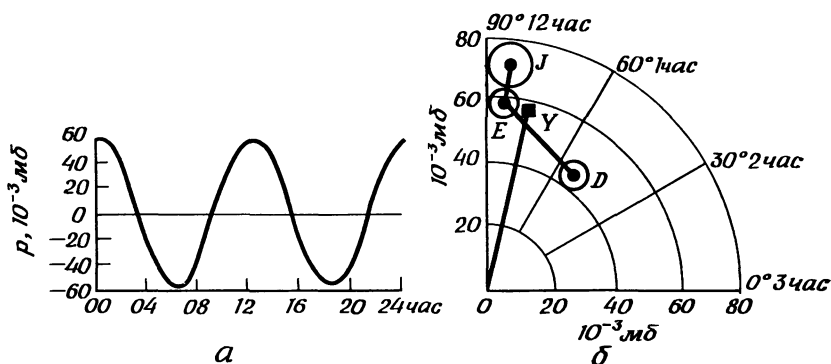
Для членов с $n \geq 1$

$$a_n \cos nt + b_n \sin nt = s_n \sin(nt + \sigma_n),$$

где

$$a_n = s_n \sin \sigma_n, \quad b_n = s_n \cos \sigma_n,$$

$$s_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}, \quad \text{tg } \sigma_n = a_n / b_n.$$



Р и с. 4.13. Лунный атмосферный прилив в Бальбоа, Панама. *a* — вариация давления; *b* — гармонический циферблат; *J* — летние месяцы; *D* — зимние месяцы; *E* — месяцы, включающие равноденствия; *Y* — годовое среднее. По [99].

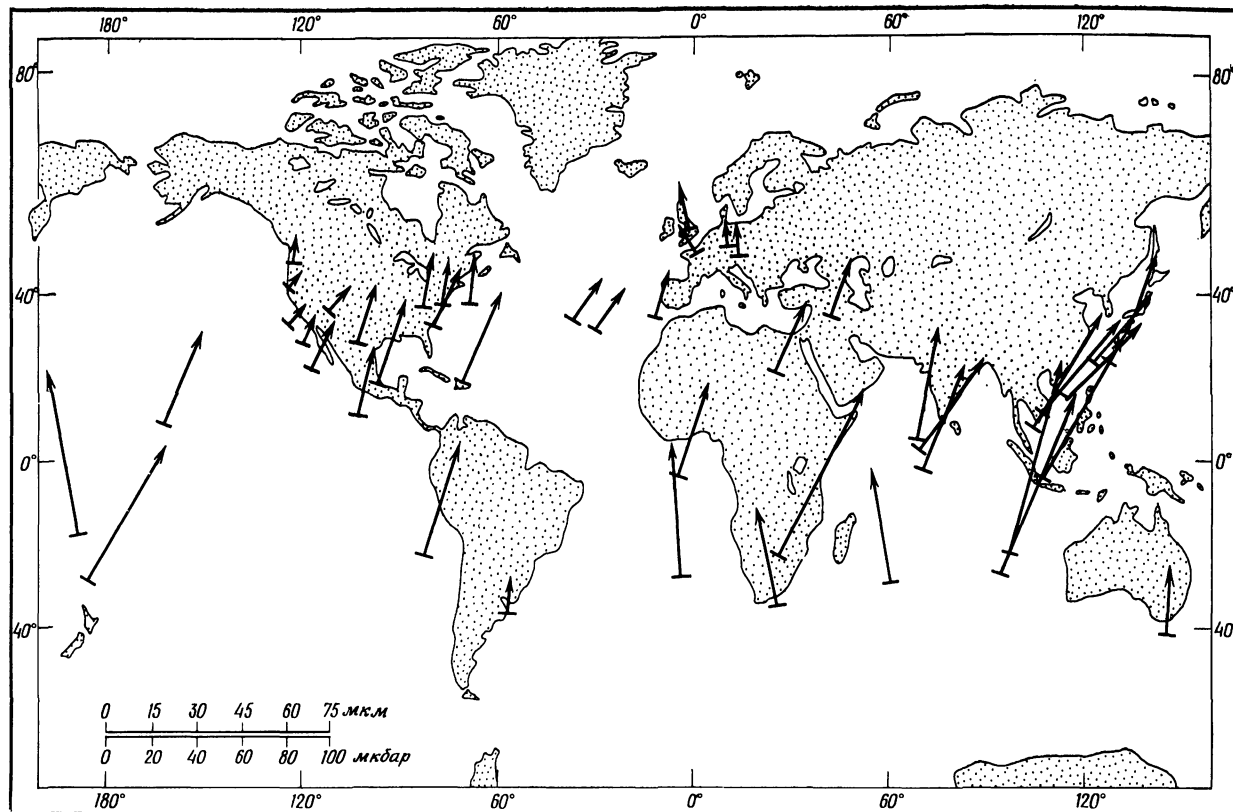
Поскольку максимальное значение синусоиды имеет место при $nt + \sigma_n = \pi/2$,

$$t_{\max} = (1/n) \left(\frac{1}{2} \pi - \sigma_n \right).$$

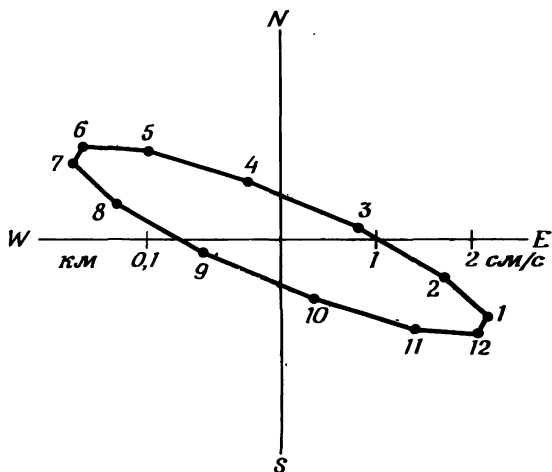
Подобные соотношения могут быть представлены графически посредством гармонического циферблата (это название было предложено Чепменом в 1928 г.). Исходный «бланк» для гармонического циферблата определенной частоты содержит начало O , линейную шкалу для амплитуд и круговую шкалу по краю, проградуированную в угловой мере, а также в часовой мере — от 0 до 24 ч для суточной компоненты, от 0 до 12 ч для полусуточной компоненты и т. д. Однако большая часть этой оцифровки может быть опущена.

4.3.1. СОЛНЕЧНЫЕ И ЛУННЫЕ ПРИЛИВЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

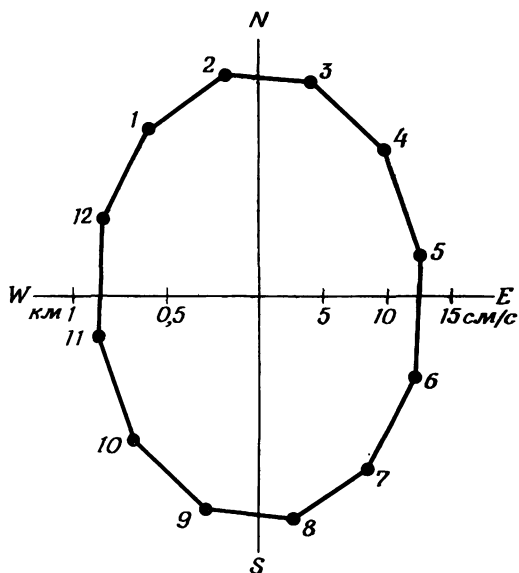
a) *Лунный прилив (L_2)*. Лунный атмосферный прилив по данным о давлении атмосферы на уровне Земли (L_2) был выявлен по наблюдениям более чем 100 станций [86]. На рис. 4.13, *a* показана вариация $L_2(p)$ в Бальбоа, Панама [99]; на рис. 4.13, *b* — ее гармонический циферблат. На рис. 4.14 показано географическое распределение среднего годового значения L_2 , указанное при помощи векторов на гармоническом циферблате. Рис. 4.15 показывает скорости ветра в каждый лунный час для вариации L_2 в Гонконге [100]. Характерной особенностью $L_2(p)$ является существование заметной годичной вариации с одинаковой фазой как в северном, так и в южном полушарии. Следует отметить, что рис. 4.13, *b* показывает векто-



Р и с. 4.14. Географическое распределение усредненной годовой компоненты L_2 показано векторами на гармоническом циферблате (без круговой временной шкалы); направление вектора на север соответствует 0 ч среднего лунного времени; направление на юг — 6 ч среднего лунного времени. По [91].



Р и с. 4.15. Скорости горизонтального ветра для каждого лунного часа, соответствующие лунной полусуточной вариации ветра в Гонконге. Скорость для каждого часа представлена отрезком прямой, соединяющей центр диаграммы с помеченной цифрой точкой для данного часа. Диаграмма показывает также путь воздушной частицы, определяемый вариацией ветра; шкала расстояний показана на диаграмме слева.



Р и с. 4.16. Скорости горизонтальных ветров для каждого солнечного часа, связанные с солнечной полусуточной вариацией ветра в Гонконге, а также соответствующий путь частицы, аналогично рис. 4.15.

ры на циферблате не только для годовичного среднего (Y), а также и для 4-месячных периодов, обозначенных через J (для 4 месяцев с мая по август, включая июньское солнцестояние), D (для 4 месяцев с ноября по февраль, включая зимнее солнцестояние) и E (4 остающихся месяца, включающих два равноденствия).

б) *Солнечные приливы* (S_2, S_1). Полусуточный солнечный прилив S_2 четко выявляется по записям барографов в низких широтах. Его амплитуда и фазовый угол могут быть определены по данным большого числа станций, охватывающих весь земной шар. Он включает две главные части [117, 118], которые можно представить в виде.

$$S_2(p) = S_2^0 \sin(2t + \sigma_2^0) + S_2^0 \sin(2t + 2\varphi + \sigma_2^0),$$

где время выражено в градусах ($24 \text{ ч} = 360^\circ$). Амплитуды и фазы σ меняются с широтой, но мало зависят от долготы; приближенно [99, 106] можно S_2 представить как*

$$S_2(p) = 1,23 \{P_2^2(\theta) - 0,182 P_4^2(\theta)\} \sin(2t + 2\varphi + 158^\circ) + \\ + 0,085 P_2^0(\theta) \sin(2t + 118^\circ) \text{ мбар.}$$

Здесь t — всемирное время, так что местное время равно $t' = t + \varphi$. Отсюда следует, что компонента S_2^0 перемещается к западу вместе с Солнцем, а S_2^0 — стоячая волна относительно земной поверхности. Скорости ветра, связанные с солнечным полусуточным приливом в Гонконге, приведены на рис. 4.16.

Распределение компоненты S_1 менее просто, чем S_2 . Приближенно оно может быть выражено как

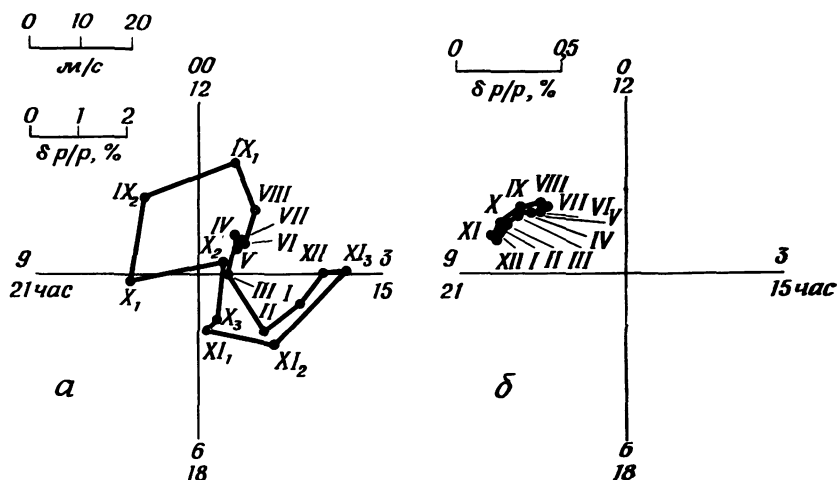
$$S_1(p) = 0,59 \sin^3 \theta \sin(t' + 12^\circ) \text{ мбар,}$$

но имеют место локальные отклонения от этого соотношения.

4.3.2. СОЛНЕЧНЫЕ ПРИЛИВЫ НА УРОВНЕ ИОНОСФЕРЫ

а) *Наблюдения метеоров*. Радиолокационное прослеживание метеорных следов дало большую часть систематической информации о приливных ветрах в верхней мезосфере и ионосфере на средней высоте 92 км (рис. 4.17, а и 4.18) [95, 96]. На рис. 4.17 приведен гармонический циферблат для компоненты S_2 по наблюдениям в Джодрелл Бэнк, близ Манчестера. На той же диаграмме представлены значения $\delta p/p$, полученные из наблюдаемой скорости ветра и уравнений движения (разд. 4.1). Для сравнения показан также гармонический циферблат для S_2 ($\delta p/p$), построенный Чепменом [91] для земной поверхности. Отчетливо выявляется большая изменчивость S_2 в верхней атмосфере. Более того, в зимние месяцы фазовые углы для

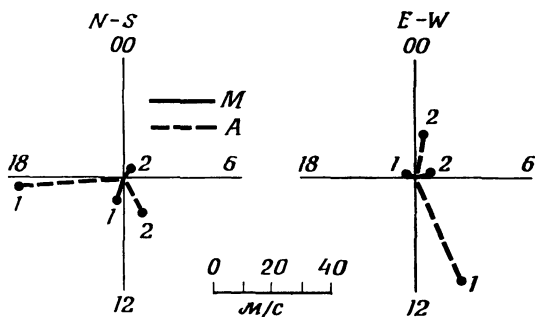
* Определение присоединенных полиномов Лежандра см. в разд. 2.2.4.



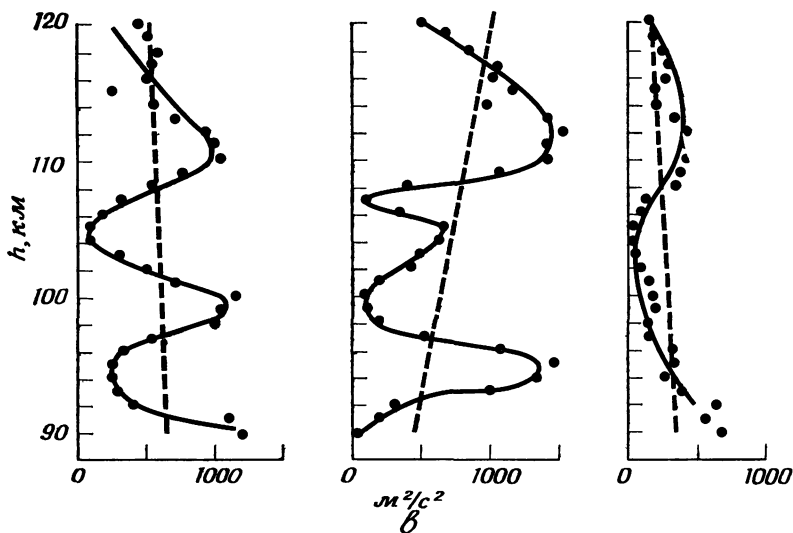
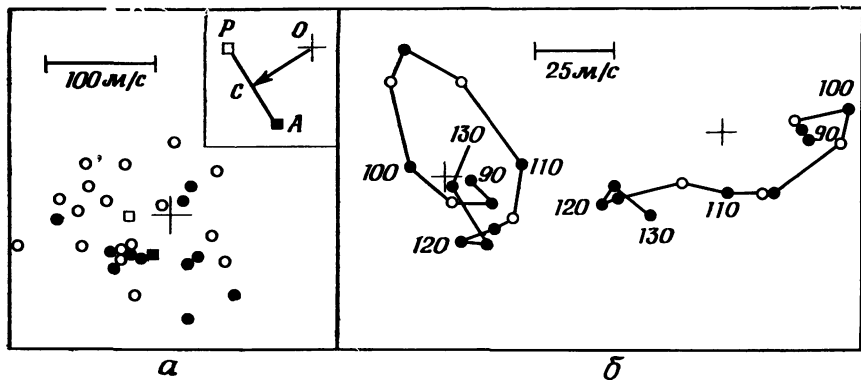
Р и с. 4.17. Наблюдаемая сезонная вариация скоростей ветра на средней высоте 92 км. Оцененное на основе наблюдений значение $\delta\rho/\rho$ (а) сравнивается с наблюдаемым значением $\delta\rho/\rho$ на уровне Земли (б). По [96].

поверхности Земли и для высоты 92 км различаются почти на 180° . На рис. 4.18 показан также гармонический циферблат для компоненты S_1 в Джодрелл Бэнк и Аделаиде (Австралия). Значительное различие $S_1(V)$ по двум станциям можно объяснить приливной теорией (разд. 4.3.3, в). Однако все же до сих пор метод радиолокационного прослеживания не дает точного распределения ветров по высоте в фиксированный момент времени.

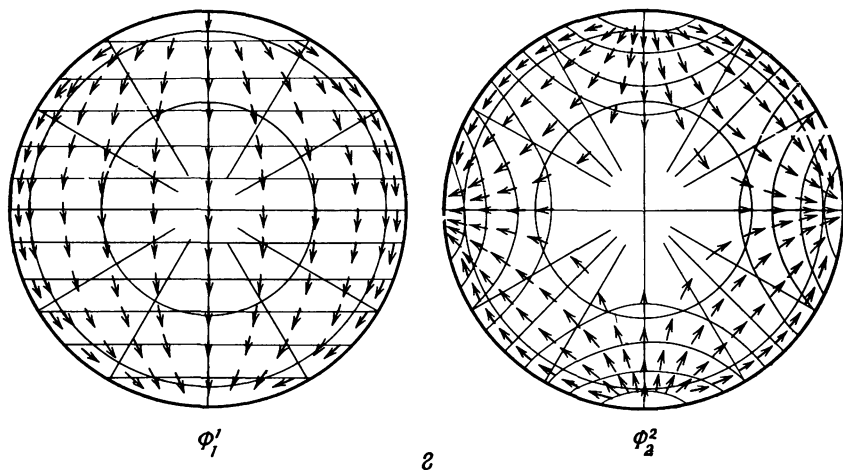
б) *Натриевые облака*. Поскольку эксперименты с искусственными натриевыми облаками проводились только во время утренних и ве-



Р и с. 4.18. Сравнение суточных компонент ветра над Манчестером и Аделаидой. 1 — весна, лето, осень; 2 — зима. По [96].



Р и с. 4.19. *а* — диаграмма иллюстрирует метод вывода суточной компоненты ветра из наблюдений за натриевыми облаками; по [101]. *б* — пример годографа для суточной компоненты, полученной посредством метода, иллюстрированного рис. 4.19, *а*; по [101]. *в* — квадраты скорости ветра, вычисленные для преобладающих (слева), суточных (в середине) и полусуточных (справа) приливных ветров, полученных на основе ракетных экспериментов; по [121]. *г* — системы ветров (вид с полюса), выраженные через Φ_1^1 (слева) и Φ_2^2 (справа); по [113].



черных сумерек, интерпретация полученных из наблюдений годографов не является однозначной. Следует заметить, однако, на основании других данных, что суточный прилив вблизи своего максимума имеет противоположные фазы в утренние и вечерние часы. Хайнс [101] показал, как из экспериментов с натриевыми облаками получить суточную компоненту. На рис. 4.19 точки указывают число утренних данных для высоты 115 км, а кружки — число вечерних данных на той же высоте. Соответствующие средние величины указаны черным и светлым квадратами, обозначенными соответственно A и P . Хайнс предположил, что суточные приливные компоненты утром и вечером представляются отрезками CA и CP соответственно, где C — средняя точка между A и P ; тогда OC представляет комбинированный вектор преобладающего ветра плюс полусуточная компонента. Аналогичный анализ на различных высотах показывает, что вектор суточной компоненты ветра поворачивается по часовой стрелке с возрастанием высоты (рис. 4.19, б). Метод Хайнса был обобщен Вудрумом и Джастусом [121], которые использовали данные по наблюдениям за облаком триметилалюминия около полуночи, для вывода суточной и полусуточной компонент. На рис. 4.19, в приведены вариации с высотой квадрата скорости ветра (в m^2/c^2) для преобладающего (слева), суточного (в середине) и полусуточного (справа) приливных ветров. В то время как у поверхности Земли $S_2(V) > S_1(V)$, в ионосфере $S_1(V) > S_2(V)$. Эта диаграмма будет обсуждена в разд. 4.3.3.

4.3.3. ТЕОРИЯ АТМОСФЕРНЫХ ПРИЛИВОВ

а) *Общие уравнения.* Рассматривая атмосферный прилив как возмущение статической атмосферы (что обозначается штрихами при параметрах, описывающих состояние атмосферы: p, ρ, T, u, v, w) и используя формулы разд. 4.1.1, можно переписать уравнения движения атмосферы в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} - 2\Omega v' \cos \theta &= -\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{p'}{\rho_0} + \Psi \right), \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + 2\Omega u' \cos \theta &= -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{p'}{\rho_0} + \Psi \right), \\ \frac{\partial p'}{\partial z} &= -g \rho' - \rho_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \end{aligned}$$

где u'_θ и v'_φ заменены u' и v' соответственно. Уравнение неразрывности и адиабатическое уравнение состояния для газа можно записать в таком виде:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + w' \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \rho_0 \chi = 0, \quad \frac{Dp}{Dt} = s^2 \frac{D\rho}{Dt},$$

где Ψ — приливной потенциал, s — скорость звука на высоте z , χ — дивергенция скорости, равная

$$\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (u' \sin \theta) + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial v'}{\partial \varphi} + \frac{\partial w'}{\partial z}.$$

Последнее уравнение системы можно переписать так:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = w' g \rho_0 - s^2 \rho_0 \chi.$$

Предполагая, что зависимость величин всех возмущений от времени определяется множителем $e^{i\sigma t}$ (причем $2\pi/\sigma$ — период колебания), мы получаем

$$\begin{aligned} u' &= \frac{\sigma}{4a \Omega^2 (f^2 - \cos^2 \theta)} \left(i \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\operatorname{ctg} \theta}{f} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \left(\frac{p'}{\rho_0} + \Psi \right), \\ v' &= \frac{i\sigma}{4a \Omega^2 (f^2 - \cos^2 \theta)} \left(i \frac{\cos \theta}{f} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \left(\frac{p'}{\rho_0} + \Psi \right), \end{aligned}$$

где $f = \sigma/2\Omega$.

Подставляя эти два выражения в уравнение для χ , после некоторых преобразований получаем дифференциальное уравнение для χ [89]

$$s^2 \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + \left(\frac{ds^2}{dz} - \gamma g \right) \frac{\partial \chi}{\partial z} + \frac{1}{4a^2 \Omega^2} F \left\{ \chi \left[g^2 (1 - \gamma) - g \frac{ds^2}{dz} \right] \right\} = 0.$$

Здесь γ — отношение удельных теплоемкостей, а F — дифференциальный оператор

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \frac{\sin \theta}{f^2 - \cos^2 \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{i \operatorname{ctg} \theta}{f} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \right\} + \\ + \frac{1}{f^2 - \cos^2 \theta} \left(\frac{i \operatorname{ctg} \theta}{f} \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial \varphi} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right).$$

Предполагая далее, что переменные разделяются, а именно

$$\chi(z, \theta, \varphi) = X(z) \Phi(\theta, \varphi) e^{i\sigma t},$$

мы имеем

$$F\{\Phi(\theta, \varphi)\} + \frac{4a^2 \Omega^2}{gh} \Phi(\theta, \varphi) = 0, \quad (1)$$

$$s^2 \frac{d^2 X(z)}{dz^2} + \left(\frac{ds^2}{dz} - \gamma g \right) \frac{dX(z)}{dz} + \frac{X(z)}{h} \left\{ \frac{ds^2}{dz} + g(\gamma - 1) \right\} = 0, \quad (2)$$

где gh — постоянная разделения переменных.

Полагая, что $\Phi(\theta, \varphi)$ можно записать в форме

$$\Phi(\theta, \varphi) = e^{is\varphi} \Theta(\theta),$$

перепишем уравнение (1) в виде

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left[\frac{\sin \theta}{f^2 - \cos^2 \theta} \left\{ \frac{d\Theta(\theta)}{d\theta} + \frac{s \operatorname{ctg} \theta}{f} \Theta(\theta) \right\} \right] - \\ - \frac{1}{f^2 - \cos^2 \theta} \left\{ \frac{s \operatorname{ctg} \theta}{f} \frac{d\Theta(\theta)}{d\theta} + \frac{s^2 \Theta(\theta)}{\sin^2 \theta} \right\} + \frac{4a^2 \Omega^2}{gh} \Theta(\theta) = 0.$$

Если рассматривать вынужденные колебания атмосферы, необходимо задать σ . Можно также показать [89], что s должно быть целым числом (иными словами, долготные вариации должны носить синусоидальный характер), причем если s и σ заданы, то h нельзя выбирать произвольно; значения h ограничены набором дискретных величин $h_n(s, \sigma)$ — собственных значений — каждое из которых называется *эквивалентной глубиной*. Соответствующая функция $\Theta_n^s(\theta)$ носит название *функции Хафа* (она определяет характер вариации по широте), и соответствующие моды колебаний определяются набором пар чисел (s, r) . Достаточно полные таблицы $h_n(s, \sigma)$ и Θ_n^s вычислены Линдзеном [107—109] и Като [105] для солнечных суточных колебаний, Зибертом [88] для солнечных полусуточных колебаний и Савадой [115, 116] для лунного прилива.

До сих пор были сформулированы основные уравнения для атмосферных приливов, вызываемых притяжением Солнца или Луны. Однако учет теплового возбуждения требует модификации уравне-

ний [88]. Обозначим через δS бесконечно малое приращение тепловой энергии единичной массы воздуха; определим теперь величину J , которая удовлетворяет уравнению

$$\delta S = J \delta t$$

и может быть записана в виде

$$J = \sum J_n(z) \Phi_n(\theta, \varphi) e^{i\sigma t}.$$

Тогда уравнение (2) можно переписать в таком виде:

$$\begin{aligned} s^2 \frac{d^2 X_n}{dz^2} + \left(\frac{ds^2}{dz} - \gamma g \right) \frac{dX_n}{dz} + \left\{ (\gamma - 1) g + \frac{ds^2}{dz} \right\} \frac{X_n}{h_n} = \\ = (\gamma - 1) \left[\left(1 + \frac{1}{\gamma g} \frac{\partial s^2}{\partial z} \right) \frac{J_n}{H h_n} - \right. \\ \left. - \frac{d}{dz} \left\{ \left(1 + \frac{1}{\gamma g} \frac{ds^2}{dz} \right) \frac{J_n}{H} \right\} + \frac{d^2 J_n}{dz^2} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Это уравнение можно упростить, полагая

$$\begin{aligned} s^2 = \gamma g H, \quad x = \int_0^z \frac{dz}{H(z)}, \quad y_n(x) e^{x/2} = X_n(z) - \frac{x J_n(z)}{g H(z)}, \\ x = \frac{\gamma - 1}{\gamma} = \frac{2}{7}; \end{aligned}$$

после этого (3) принимает вид

$$\frac{d^2 y_n}{dx^2} - \frac{1}{4} \left[1 - \frac{4}{h_n} \left\{ x H(x) + \frac{dH}{dx} \right\} \right] y_n(x) = \frac{x J_n(x)}{\gamma g h_n} e^{-1/2 x},$$

где H — шкала высот атмосферы. Для свободных колебаний

$$\Psi_n = 0, \quad J_n = 0.$$

Приливные поля (u'_n , v'_n , w'_n , p'_n и T') можно выразить через y_n и Θ_n следующим образом:

$$u'_n = \frac{\gamma g h_n e^{1/2 x}}{4a \Omega^2 (f^2 - \mu^2)} \left(\frac{dy_n}{dx} - \frac{1}{2} y_n \right) \left(\frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{i}{f} \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \Theta_n e^{i(\sigma t + s \varphi)},$$

$$v'_n = \frac{i \gamma g h_n e^{1/2 x}}{4a \Omega^2 (f^2 - \mu^2)} \left(\frac{dy_n}{dx} - \frac{1}{2} y_n \right) \left(\frac{\cos \theta}{f} \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \Theta_n e^{i(\sigma t + s \varphi)},$$

$$w'_n = \gamma h_n e^{1/2 x} \left\{ \frac{dy_n}{dx} + \left(\frac{H}{h_n} - \frac{1}{2} \right) y_n \right\} \Theta_n e^{i(\sigma t + s \varphi)},$$

$$p'_n = \frac{p_0(0)}{H} \frac{\gamma h_n}{i \sigma} e^{-1/2 x} \left(\frac{dy_n}{dx} - \frac{1}{2} y_n \right) \Theta_n e^{i(\sigma t + s \varphi)},$$

$$T'_n = \frac{\bar{m}}{R} \left[-\frac{\gamma g h_n}{i\sigma} e^{1/2 x} \left\{ \frac{\kappa H}{h_n} + \frac{1}{H} \frac{dH}{dx} \left(\frac{d}{dx} + \frac{H}{h_n} - \frac{1}{2} \right) \right\} y_n + \right. \\ \left. + \frac{\kappa J_n}{i\sigma} \right] \Theta_n e^{i(\sigma t + s\varphi)},$$

где $\mu = \cos \theta$ и \bar{m} — средняя молекулярная масса воздуха.

Связь между функциями Хафа и присоединенными полиномами Лежандра определяется соотношениями:

$$\Theta_{1,-1}(\theta) = 0,07725 P_1^1(\theta) + 0,05790 P_3^1(\theta) + 0,00748 P_5^1(\theta) + \\ + 0,00388 P_7^1(\theta) + \dots,$$

$$\Theta_{1,3}(\theta) = 10^{-2} \cdot [0,6345 P_1^1(\theta) - 2,1834 P_3^1(\theta) + 2,6485 P_5^1(\theta) - \\ - 1,6660 P_7^1(\theta) + 0,6474 P_9^1(\theta) - \dots],$$

$$\Theta_{1,-3}(\theta) = 10^{-2} \cdot [-0,5364 P_1^1(\theta) + 1,3981 P_3^1(\theta) + 2,9374 P_5^1(\theta) + \\ + 1,4650 P_7^1(\theta) + 0,3485 P_9^1(\theta) + \dots],$$

$$\Theta_{2,2}(\theta) = 0,3495 P_2^2(\theta) - 0,1185 P_4^2(\theta) + 0,0143 P_6^2(\theta) - \\ - 0,0007 P_8^2(\theta) + \dots,$$

$$\Theta_{2,4}(\theta) = 0,0262 P_2^2(\theta) + 0,1296 P_4^2(\theta) - 0,1061 P_6^2(\theta) + \\ + 0,0311 P_8^2(\theta) - 0,0052 P_{10}^2(\theta) + \dots.$$

На рис. 4.19,г показана система ветров $\mathbf{v} = -\nabla\Phi$ [разд. 4.2.2,б]

$$\Phi_1^1 = k_1^1 P_1^1(\theta) \sin(\varphi + \alpha_1^1),$$

$$\Phi_2^2 = k_2^2 P_2^2(\theta) \sin(2\varphi + \alpha_2^2).$$

б) Компонента $S_2(p)$. На поверхности Земли притяжение Солнца может привести к изменению давления согласно соотношению

$$p' = -\Psi_s \rho_0,$$

где Ψ_s — солнечный приливный потенциал, а $\rho_0 = 1,226 \cdot 10^{-3}$ г/см³ — плотность воздуха на уровне моря при 15° С. Поскольку Ψ_s определяется формулой

$$\Psi_s = -1,2818 P_2^2(\theta) \cos 2t' \text{ см}^2/\text{с}^2,$$

ожидаемое изменение давления будет

$$p' = 1,571 P_2^2(\theta) \cos 2t' \cdot 10^{-2} \text{ мбар.}$$

Однако это значение примерно в 80 раз меньше наблюдаемого. Более того, как мы видели в разд. 4.3.1, компонента S_2 имеет значительную бóльшую амплитуду, чем компонента L_2 , хотя лунная приливная сила в 2,2 раза превышает солнечную. Ввиду этого Кельвин предположил, что атмосфера имеет свободные колебания с периодом, близким к 12 ч. Для атмосферы в адиабатическом равновесии

$$\frac{dH}{dz} = -\frac{\gamma-1}{\gamma} \quad \text{или} \quad \frac{dH}{dx} = -\frac{\gamma-1}{\gamma} H,$$

так что при $\Psi_n = J_n = 0$ уравнение (4) сводится к

$$\frac{d^2y}{dx^2} - \frac{1}{4}y = 0.$$

Для $y = Ae^{-x/2}$ уравнение удовлетворяется при $h = H$.

Тейлор [119] показал, что эта величина h связана со скоростью V длинных волн соотношением $V = \sqrt{gh}$. Рис. 4.20 показывает усиление приливного колебания в функции h_n для реальной модели атмосферы. Атмосфера имеет единственный максимум около $h_n = 10$ км, что согласуется с оценкой Тейлора, основанной на наблюдениях длиннопериодной волны, порожденной извержением вулкана Кракатау. С другой стороны, для свободных колебаний атмосферы с периодом 12 ч член h^2_2 должен равняться 7,85 км [88]. Ввиду этого резонанс вряд ли осуществляется, так как усиление колебаний для $h^2_2 = 7,85$ не превышает 5 раз. Кроме того, мало правдоподобно предполагать существование естественной резонансной системы, способной столь по-разному влиять на компоненты S_2 и L_2 (см. рис. 4.20).

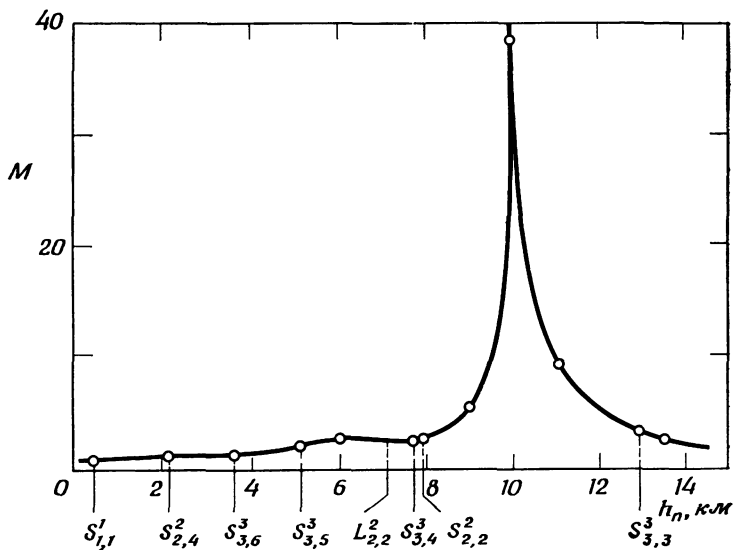
Батлер и Смолл [90], задаваясь определенным распределением озона в функции высоты, широты и местного времени, вывели функцию J , оценив тепловую энергию, поглощаемую слоем озона. Рассмотренное ими выражение для S^2_2 имеет вид

$$S^2_2 \approx 0,611 \Theta^2_2(\theta) \sin(2t + 2\varphi + 184^\circ) \text{ мбар.}$$

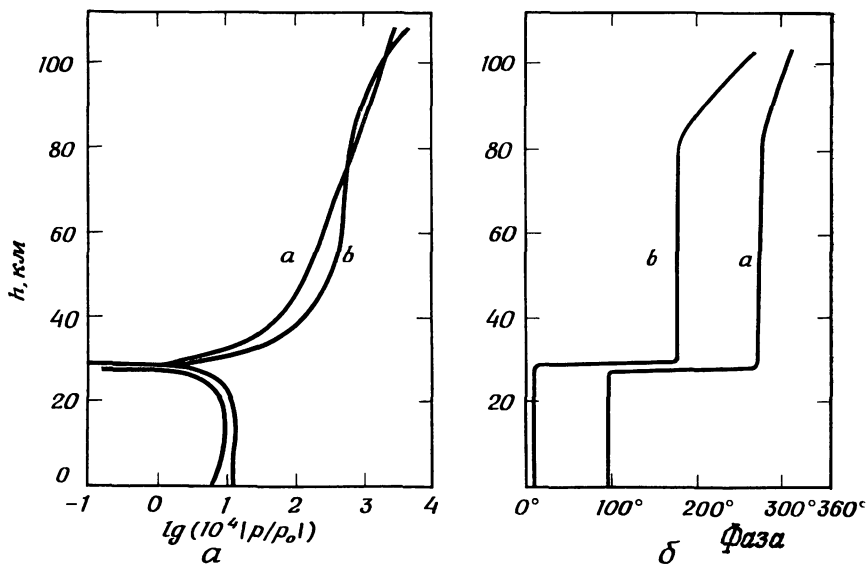
и дает около половины наблюдаемой величины. На рис. 4.21, *a* и *b* приведены соответственно амплитуда и фазовый угол для S^2_2 в функции высоты; рисунок показывает, что слой озона является узлом для этого типа колебаний. Связь между P^2_n и Θ^2_2 изложена в [86].

Батлер и Смолл [90] заключили, что в соответствии с предположением Зиберта [88], при учете эффектов прямого поглощения солнечного излучения водяным паром, возможно объяснить 80% полусуточного колебания.

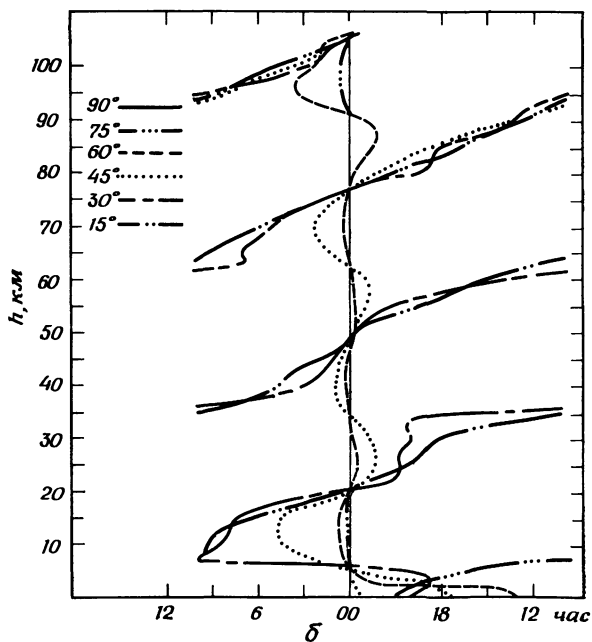
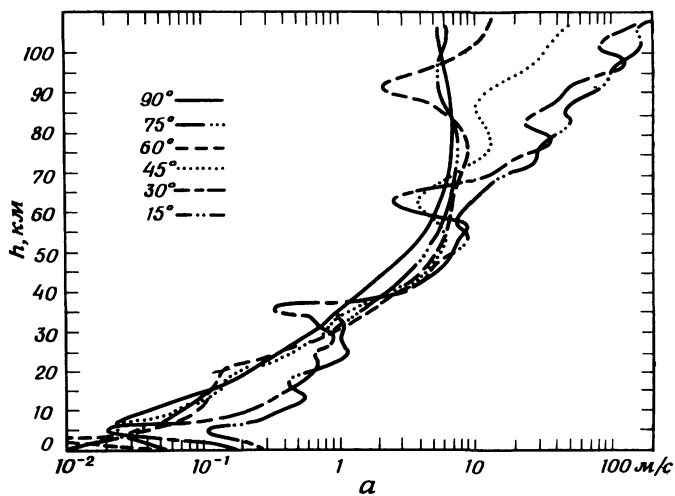
в) $S_1(p)$. Батлер и Смолл [90] окончательно доказали, что поглощение солнечного излучения озоном оказывает лишь весьма ма-



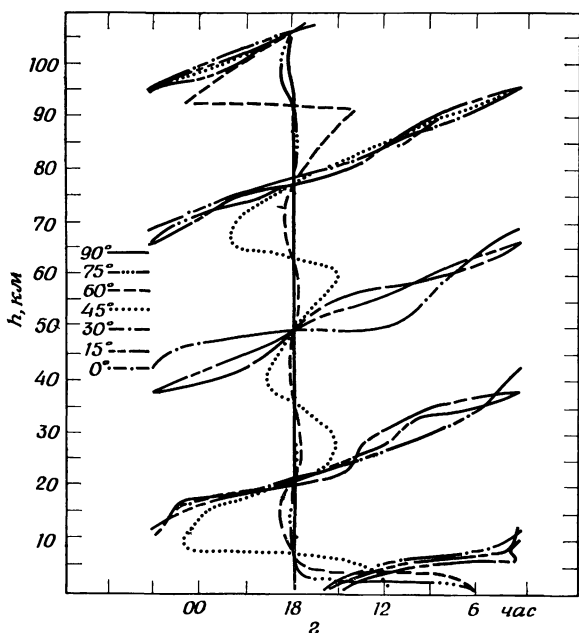
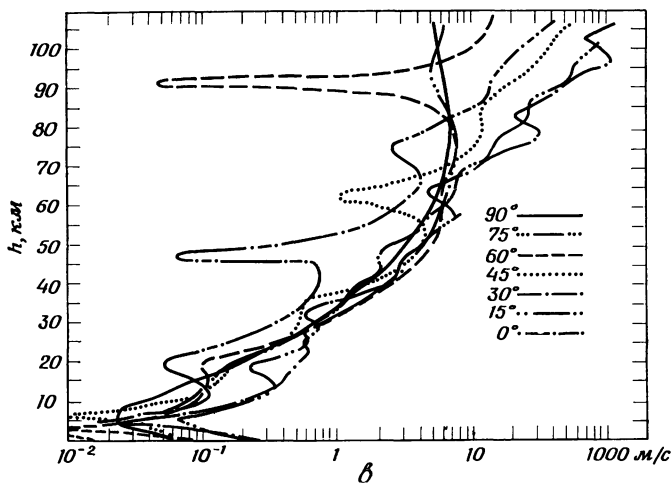
Р и с. 4.20. Фактор усиления M для различных мод колебаний атмосферы. По [90].



Р и с. 4.21. Амплитуда (a) и фаза (b) для компоненты $S_{2,2}^2$. По [90].



Р и с. 4.22. *a* — распределение по высоте амплитуды компоненты S_1 (се-
в — распределение по высоте амплитуды S_1 (западный ветер), *г* — рас-
равноденствий; *д* — вычисленное и наблюдаемое распределение по высоте
 вычисленное и наблюдаемое распределение амплитуды S_1 (западный ветер);
 по Бойерсу, Мирсу



верный ветер); o — распределение по высоте фазы S_2 (северный ветер); предделение по высоте фазы S_1 (западный ветер); для рисунков a — z условия амплитуды S_1 (северный ветер) на широте 30° , e — то же для фазы S_1 ; $жс$ — $з$ — то же для фазы S_1 . По [109]. 1 — по Ресту и др., 2 — по Мирсу, 3 — и Риду. По [109].

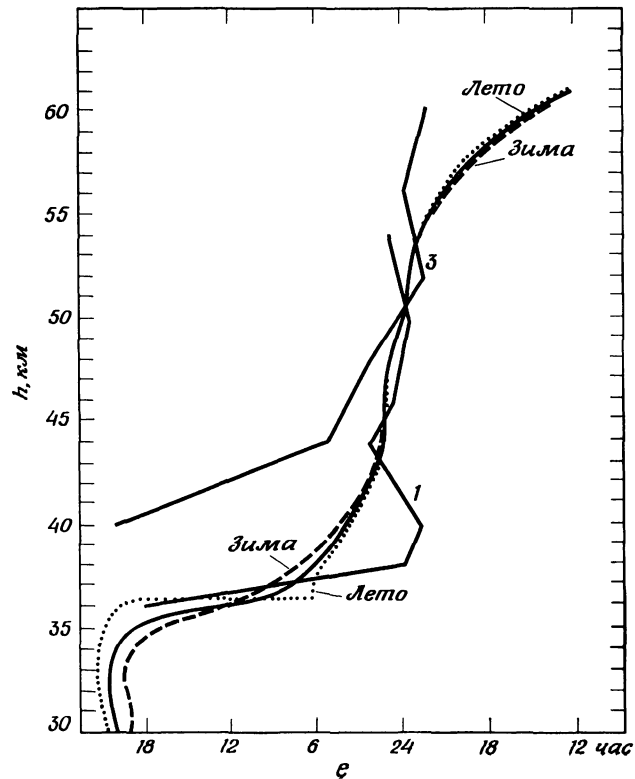
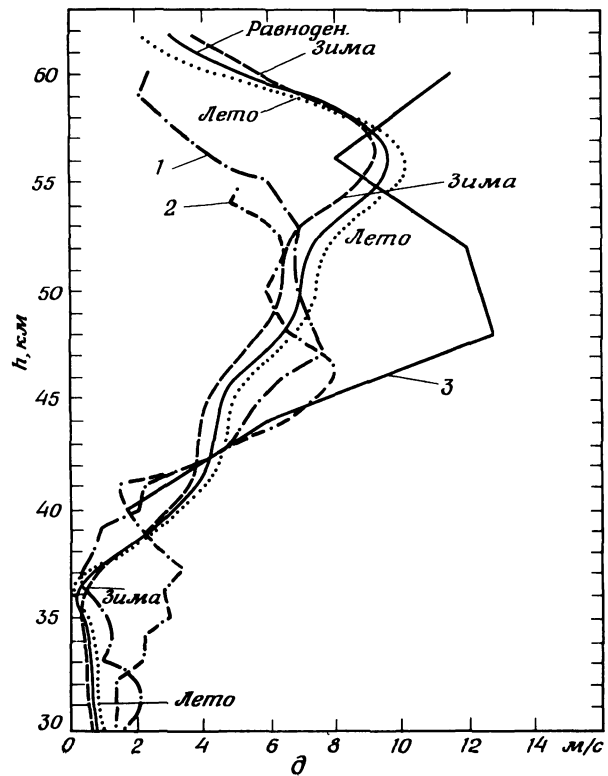
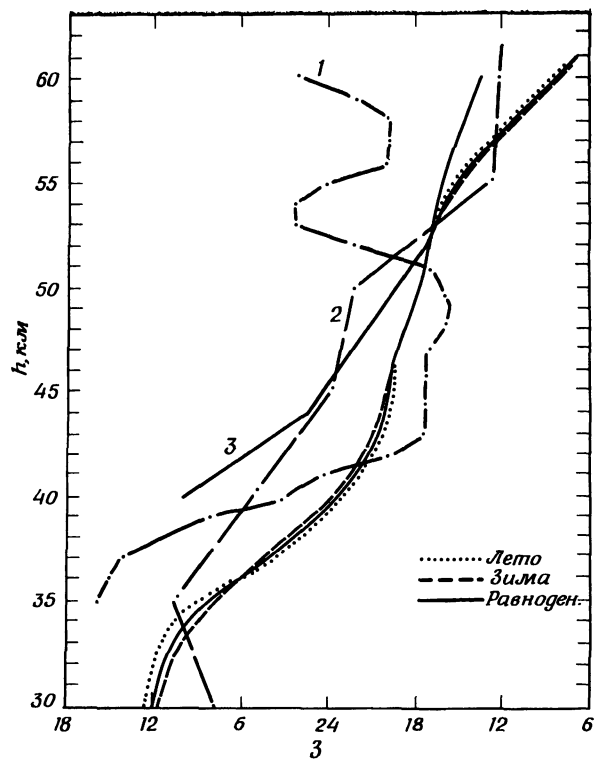
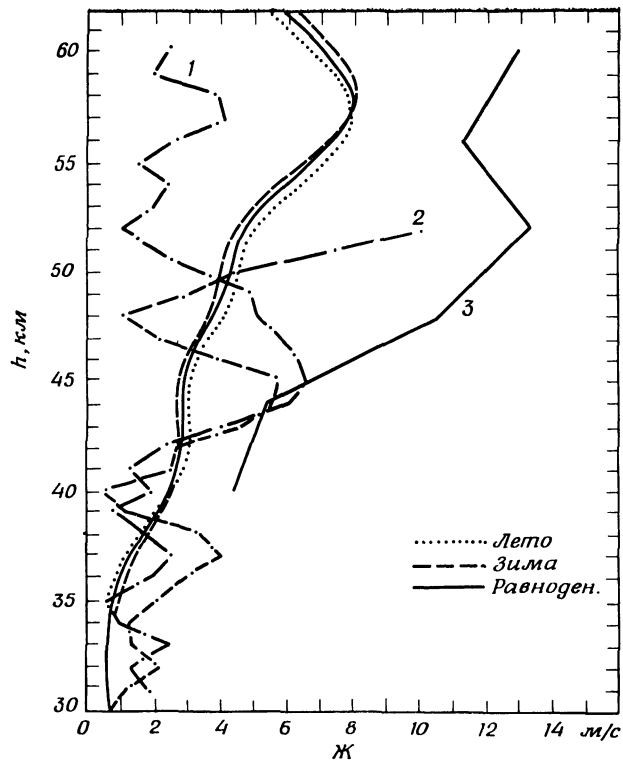


Рис. 4.22, д, е.



Р и с. 4.22, ж, в.

мый эффект на возбуждение суточного колебания атмосферы, несмотря на то что суточная компонента поглощения имеет наибольшую величину. Величина возбужденных амплитуд зависит частично от степени «затягивания» мод атмосферных колебаний вынуждающими осциллирующими факторами, такими, как солнечный нагрев, а также лунное и солнечное гравитационное воздействия. Было обнаружено, что функция Хафа для суточной моды (1, 1) колебания должна быть ограничена почти полностью интервалом широт $\pm 50^\circ$, и найдено, что фаза колебания в экваториальном поясе шириной 40° противоположна фазе в более высоких широтах (см. [102]). Именно Линдзен [109] обнаружил, что функция Хафа Θ_{-1} не имеет ни одного нуля между полюсами и хорошо соответствует суточной функции нагревания. Поэтому он предположил, что мода (1, 1) должна быть перенумерована в (1, 3), мода (1, 2) — в (1, 4) и т. д. Табл. 4.1 дает эквивалентную глубину h_n для различных значений n . Возбуждение колебания S_1 было во всех подробностях изучено Линдзеном [109] на основании предположения Зибберта [88], что поглощение солнечного излучения водяным паром играет определенную роль в термическом возбуждении моды (1, -1). На рис. 4.22, *a—г* показаны рассчитанные амплитуды и фазы для термически возбуждаемого прилива, а на рис. 4.22, *д—з* представлены сравнения вычисленных амплитуд и фаз с наблюдаемыми.

Таблица 4.1

Эквивалентная глубина, км

n	3	5	7	-1	-3
h_n	0,699	0,122	0,0489	-12,25	-1,751

Как будет показано позднее (разд. 4.4.2), изучение системы ветров на уровне ионосферы существенно для понимания динамо-действия и его геомагнитных эффектов. Имела место довольно обширная дискуссия, какая именно из двух компонент — суточная или полусуточная — играет основную роль в механизме динамо. Приливная система ветров на уровне ионосферы может быть описана в терминах вертикального волнового числа k и эквивалентной глубины h [102, 120]:

$$k^2 = \frac{1}{Hh} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} + \frac{dH}{dz} \right) - \frac{1}{4H^2}.$$

Для моды (2, 2) величина k становится мнимой в верхней мезосфере, так что волна становится «исчезающей», и вертикальное распространение волновой энергии запрещено. Для моды (1, -1) величина k мнимая, так как $h < 0$ (табл. 4.1).

Хайнс [102] предположил, что для возбуждения моды (1, —1) в ионосфере может потребоваться наличие там источника тепла. С другой стороны, для моды (1, 3) величина h составляет всего 0,7 км, а величина k^2 всюду действительна, так что приливная энергия может свободно распространяться в ионосфере; таким образом, эта мода оказывается одной из преобладающих в ионосфере. Однако, как будет следовать из дальнейшего, мода (1, —1), по-видимому, наиболее важна в механизме динамо.

4.4. ДИНАМО В ИОНОСФЕРЕ

4.4.1 ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

а) *Электрическая проводимость в направлении магнитного поля.* Частица с массой m и зарядом e , движущаяся со скоростью \mathbf{v} в магнитном поле \mathbf{B} , подвергается воздействию силы Лоренца $e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ в дополнение к другим силам (\mathbf{F}), влияющим на ее движение: силе тяжести $m\mathbf{g}$ и электрическому полю $e\mathbf{E}$. Выберем направление оси Oz вдоль \mathbf{B} , а плоскость xz так, чтобы она содержала вектор \mathbf{E} ($E_x, 0, E_z$). Тогда три компоненты уравнения движения частицы имеют вид

$$m\ddot{x} = eE_x + eB\dot{y}, \quad (1a)$$

$$m\ddot{y} = -eB\dot{x}, \quad (1б)$$

$$m\ddot{z} = eE_z, \quad (1в)$$

где $d^2x/dt^2 = \ddot{x}$ и $dx/dt = \dot{x}$. В этом случае компоненты скорости определяются выражениями:

$$\dot{x} = \dot{x}_0 \cos \omega t + \dot{y}_0 \sin \omega t + (E_x/B) \sin \omega t, \quad (2a)$$

$$\dot{y} = -\dot{x}_0 \sin \omega t + \dot{y}_0 \cos \omega t - (E_x/B) (1 - \cos \omega t), \quad (2б)$$

$$\dot{z} = \dot{z}_0 + (eE_z/m)t, \quad (2в)$$

из которых видно, что в отсутствие силы \mathbf{F} и начальной скорости вдоль \mathbf{B} заряженная частица (i) совершает круговое движение вокруг \mathbf{B} с частотой

$$\omega_i = |e_i| B/m_i, \quad (3)$$

которая носит название ларморовской, или гирочастоты.

Если заряженная частица при движении в электрическом поле \mathbf{E} сталкивается с другими частицами и случайным образом изменяет

направление своего движения в результате каждого столкновения, то частица приобретает между двумя столкновениями *среднюю* скорость u , определяемую выражением

$$u = E e \tau / 2m, \quad (4)$$

где через τ обозначено время между столкновениями. Это движение порождает электрический ток плотностью j :

$$j = neu = (ne^2\tau / 2m) E = (ne^2 / 2\nu m) E, \quad (5)$$

где n — концентрация заряженных частиц и ν — частота столкновений с нейтральными частицами ($\nu = 1/\tau$). Поскольку электрическая проводимость σ определяется отношением плотности тока к напряженности электрического поля, то проводимость (σ_0) вдоль \mathbf{B} равна

$$\sigma_0 = ne^2 / 2m\nu. \quad (6)$$

При более строгом статистическом рассмотрении этой задачи коэффициент $1/2$ в выражении (6) исчезает. В частично ионизованном газе, содержащем положительные однозарядные ионы с массой m_i и электроны с массой m_e , проводимость равна

$$\sigma_0 = ne^2 \left(\frac{1}{m_e \nu_{en}} + \frac{1}{m_i \nu_{in}} \right). \quad (7)$$

Здесь через ν_{en} и ν_{in} обозначены соответственно частоты соударений электронов и положительных ионов с нейтральными частицами (см. разд. 3.4.1).

б) *Проводимости Педерсена и Холла*. Поскольку σ_0 не зависит от \mathbf{B} , мы можем без потери общности выбрать направление \mathbf{E} перпендикулярным к \mathbf{B} . Рассмотрим вначале случай, когда частицы плазмы практически не испытывают соударений, т. е. когда гирочастота ω каждой из заряженных частиц значительно превосходит частоту соударений:

$$\omega_e \gg \nu_{en}, \quad \omega_i \gg \nu_{in}.$$

В этом случае ионы и электроны обладают одной и той же скоростью дрейфа \mathbf{v} (рис. 4.23,а), которая определяется (разд. 6.2.2) выражением

$$\mathbf{v} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2. \quad (8)$$

Поскольку эта скорость дрейфа не зависит от знака или массы заряженной частицы, положительные ионы и электроны дрейфуют вместе, так что результирующий ток при таком движении плазмы равен нулю.

В крайней противоположной ситуации, когда

$$\nu_{en} \gg \omega_e, \quad \nu_{in} \gg \omega_i,$$

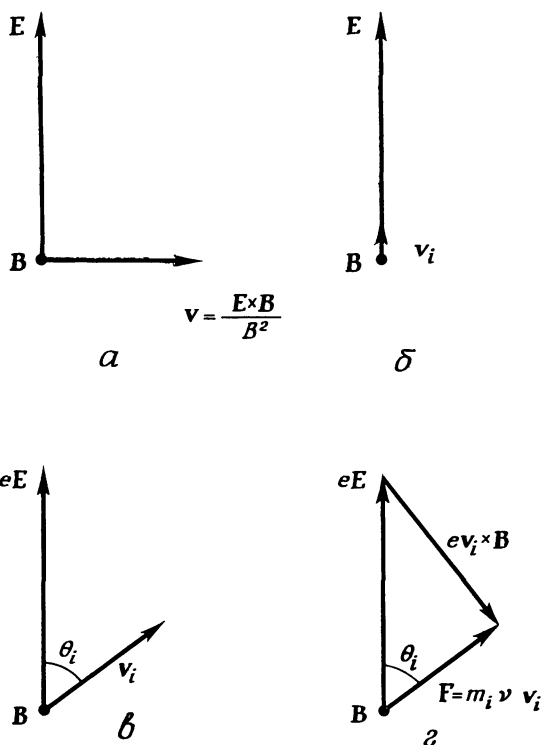


Рис. 4.23. Схема, иллюстрирующая движения положительного иона в однородных взаимно перпендикулярных магнитном и электрическом полях. *a* — в отсутствие соударений ионов ($\nu_{in} = 0$), *б* — $\omega_l \ll \nu_{ni}$, *в* и *г* — промежуточные случаи. По [137].

влиянием магнитного поля \mathbf{B} можно пренебречь, поскольку заряженные частицы не могут совершать вращательного движения. В этом случае положительные ионы дрейфуют в направлении \mathbf{E} , а электроны — в направлении $-\mathbf{E}$, но с различными скоростями, определяемыми по (4) (рис. 4.23, б). Следовательно, в направлении \mathbf{E} течет ток. Проводимость, обусловленная этим током, называется проводимостью Педерсена и обозначается σ_1 :

$$\sigma_1 = ne^2 \left(\frac{1}{m_e \nu_{en}} + \frac{1}{m_i \nu_{in}} \right). \quad (9)$$

В промежуточных между рассмотренными выше случаями ситуация частицы двух сортов, по-видимому, должны совершать дрейф в различных направлениях, наклоненных под различными углами

(θ_i, θ_e) к вектору \mathbf{E} (рис. 4.23,б). Рассмотрим для этого случая движение положительного иона. Отрицательное ускорение, обусловленное соударениями с нейтральными частицами, обладающими скоростью \mathbf{v}_n , можно записать в виде $\mathbf{F} = m_i \nu_{in} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i)$. Уравнение движения положительного иона имеет вид

$$m_i \dot{\mathbf{v}}_i = e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) + m_i \nu_{in} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i).$$

В слабо ионизованном газе нейтральные частицы при определенных условиях можно рассматривать как неподвижную среду, так что $\mathbf{v}_n = 0$. Таким образом, в равновесном состоянии

$$e\mathbf{E} + e\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} - \mathbf{F} = 0,$$

где

$$\mathbf{F} = m_i \nu_{in} \mathbf{v}_i.$$

Три вектора $e\mathbf{E}$, $e\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$ и \mathbf{F} должны образовать треугольник (рис. 4.23,б). Поскольку вектор \mathbf{F} параллелен \mathbf{v}_i , то векторы \mathbf{F} и $\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$ пересекаются под прямым углом. Следовательно,

$$\operatorname{tg} \theta_i = \frac{|e(\mathbf{v}_i \times \mathbf{B})|}{|\mathbf{F}|} = \frac{e v_i B}{m_i \nu_{in} v_i} = \frac{eB}{m_i \nu_{in}} = \frac{\omega_i}{\nu_{in}}$$

и

$$\sin \theta_i = \frac{\omega_i}{\sqrt{\omega_i^2 + \nu_{in}^2}}, \quad \cos \theta_i = \frac{\nu_{in}}{\sqrt{\omega_i^2 + \nu_{in}^2}}.$$

Абсолютная величина вектора скорости \mathbf{v}_i равна

$$|\mathbf{v}_i| = \frac{eE \sin \theta_i}{eB} = \frac{E}{B} \frac{\omega_i}{\sqrt{\omega_i^2 + \nu_{in}^2}},$$

поскольку

$$eE \cos\left(\frac{1}{2}\pi - \theta_i\right) = e\nu_{in} B.$$

Компоненты \mathbf{v}_i , параллельная и перпендикулярная к \mathbf{E} , равны соответственно

$$v_{i\parallel} = v_i \cos \theta_i = \frac{E \omega_i \nu_{in}}{B (\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} = \frac{Ee}{m_i} \left(\frac{\nu_{in}}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \right),$$

$$v_{i\perp} = v_i \sin \theta_i = \frac{Ee}{m_i} \left(\frac{\omega_i}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \right).$$

Движение электронов описывается подобным же образом, так что плотности тока в направлениях, параллельном и перпендикулярном к \mathbf{E} , определяются следующими выражениями:

$$j_{\parallel} = \sum env_{\parallel} = Ee^2n \left(\frac{1}{m_i} \frac{v_{in}}{\omega_i^2 + v_{in}^2} + \frac{1}{m_e} \frac{v_{en}}{\omega_e^2 + v_{en}^2} \right),$$

$$j_{\perp} = \sum env_{\perp} = Ee^2n \left(\frac{1}{m_i} \frac{\omega_i}{\omega_i^2 + v_{in}^2} + \frac{1}{m_e} \frac{\omega_e}{\omega_e^2 + v_{en}^2} \right).$$

Соответствующие выражения для проводимостей имеют вид

$$\sigma_1 = e^2n \left(\frac{1}{m_i} \frac{v_{in}}{\omega_i^2 + v_{in}^2} + \frac{1}{m_e} \frac{v_{en}}{\omega_e^2 + v_{en}^2} \right), \quad (10)$$

$$\sigma_2 = e^2n \left(\frac{1}{m_e} \frac{\omega_e}{\omega_e^2 + v_{en}^2} + \frac{1}{m_i} \frac{\omega_i}{\omega_i^2 + v_{in}^2} \right). \quad (11)$$

σ_1 и σ_2 называются соответственно проводимостями Педерсена и Холла. Отметим, что при $v_{in} \gg \omega_i$ (10) переходит в (9).

В общем случае выражение для плотности тока имеет вид

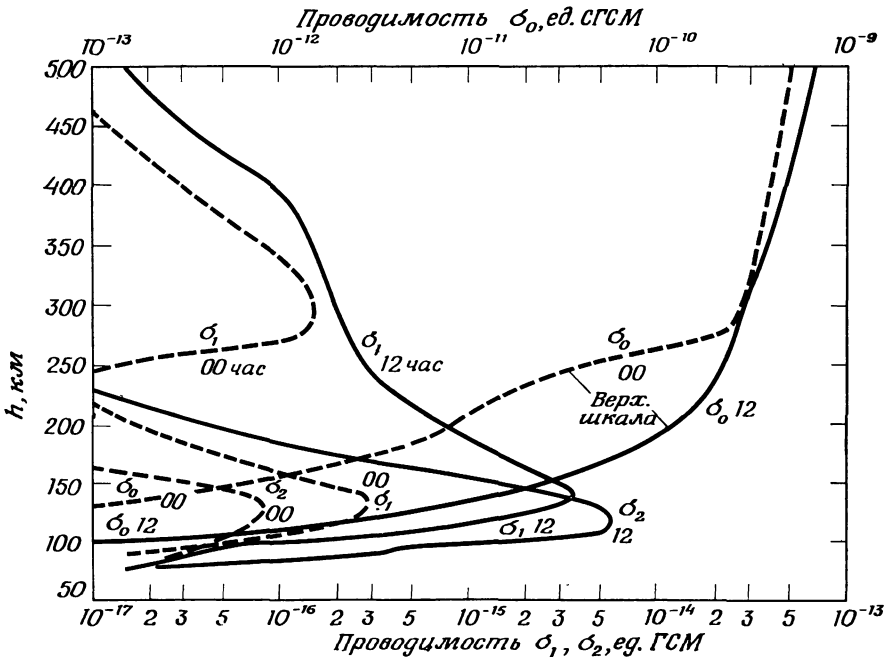
$$\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E}_{\parallel} + \sigma_1 \mathbf{E}_{\perp} + \sigma_2 \frac{\mathbf{B} \times \mathbf{E}}{B}. \quad (12)$$

На рис. 4.24 показаны распределения по высоте σ_0 , σ_1 и σ_2 . Проводимость Холла весьма велика в области E ионосферы, потому что там электроны испытывают сравнительно мало соударений ($\omega_e \gg v_{en}$) и дрейфуют со скоростью $\mathbf{v} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$. С другой стороны, положительные ионы испытывают много соударений ($\omega_i < v_{in}$), поэтому их дрейф в направлении E незначителен. Это приводит к существенной разнице их относительных скоростей

$$\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e \approx -\mathbf{v}_e,$$

которая пропорциональна плотности тока $\mathbf{j} \approx en(-\mathbf{v}_e)$. Таким образом, в области, где холловская проводимость велика, основными переносчиками тока являются электроны.

в) *Обобщенные проводимости.* До сих пор мы рассматривали нейтральный газ как неподвижную среду. Рассмотрим теперь проводимости в более общем случае, с учетом движения нейтрального газа ($v_n \neq 0$). Оказывается, что если на верхнюю атмосферу в течение нескольких часов воздействует сильное электрическое поле, то нейтральные частицы приобретают от положительных ионов ощутимый импульс, так что v_n уже не равно нулю. Для упрощения будем считать ионосферный и магнитосферный газы состоящими лишь из частиц трех сортов: нейтральных частиц, положительных ионов и электронов. Газ в целом считаем нейтральным: $n_e = n_i = n_p$; индекс p относится к заряженным частицам любого знака [185, 202]. Уравнения движения для каждого из трех сортов частиц имеют вид



Р и с. 4.24. Распределение электрических проводимостей (σ_0 , σ_1 , σ_2) по высоте в ионосфере на средних широтах. По[161].

$$\rho_n \frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} + n_n n_p \gamma_{en} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_e) + n_n n_p \gamma_{in} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i) = -\nabla \rho_n, \quad (1)$$

$$\rho_e \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + n_p^2 \gamma_{ie} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i) + n_n n_p \gamma_{en} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_n) = -\nabla \rho_e - en_p (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}), \quad (2)$$

$$\rho_i \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + n_p^2 \gamma_{ie} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) + n_n n_p \gamma_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) = -\nabla \rho_i + en_p (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}). \quad (3)$$

Здесь $\rho_i = m_i n_p$, $\rho_e = m_e n_p$ и $\rho_n = m_n n_n$. Взаимодействие между нейтральными и заряженными частицами учтено в виде силы трения, пропорциональной разнице их скоростей, т. е. $(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_e)$ или $(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i)$; коэффициенты пропорциональности имеют вид

$$\gamma_{in} = v_{in} \frac{m_i m_n}{\rho_i + \rho_n}, \quad (4)$$

$$\gamma_{en} = v_{en} \frac{m_e m_n}{\rho_e + \rho_n}. \quad (5)$$

Взаимодействие между положительными ионами и электронами учтено подобным же образом введением силы, пропорциональной $(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$ с коэффициентом

$$\gamma_{ie} = \gamma_{ie} \frac{m_i m_e}{\rho_i + \rho_e} = \frac{\gamma_{ie}}{n_p} \frac{m_i m_e}{m_i + m_e}. \quad (6)$$

Вводя следующие величины:

$$\mathbf{j} = en_p (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e), \quad (7)$$

$$\mathbf{v}_p = \frac{1}{\rho_p} (\rho_i \mathbf{v}_i + \rho_e \mathbf{v}_e), \quad (8)$$

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\rho} (\rho_n \mathbf{v}_n + \rho_p \mathbf{v}_p), \quad (9)$$

$$\rho_p = \rho_i + \rho_e \quad \text{и} \quad \rho = \rho_n + \rho_p, \quad (10)$$

получаем

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \rho, \quad (11)$$

$$\rho_n \frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} = a (\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_n) + ab \mathbf{j} - \nabla \rho_n, \quad (12)$$

$$- \rho_p b \sigma_0 \frac{\partial \mathbf{v}_p}{\partial t} + \frac{4\pi c^2 \sigma_0}{\omega_p^2} \left(\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \right) + \mathbf{j} = \sigma_0 \left(\mathbf{E} + \mathbf{v}_p \times \mathbf{B} + b' \mathbf{j} \times \right. \\ \left. \times \mathbf{B} + \frac{n_n \gamma_{in}}{ea} \nabla \rho_e - \frac{n_n \gamma_{en}}{ea} \nabla \rho_i \right), \quad (13)$$

где

$$a = n_p n_n (\gamma_{in} + \gamma_{en}), \quad (14a)$$

$$b = \frac{n_n (\rho_e \gamma_{in} - \rho_i \gamma_{en})}{ea \rho_p}, \quad (14b)$$

$$b' = \frac{\rho_e \gamma_{en} - \rho_i \gamma_{in}}{\rho_p} \frac{n_n}{ae}, \quad (14b)$$

$$\sigma_0 = \frac{e^2 a}{a \gamma_{ie} + n_n^2 \gamma_{in} \gamma_{en}}, \quad (14g)$$

$$\omega_p^2 = 4\pi c^2 e^2 \frac{\rho_p}{m_i m_e}. \quad (14d)$$

Рассмотрим случай, когда имеет место условие стационарности, т. е. все производные по времени равны нулю. Тогда (12) и (13) приобретают соответственно вид

$$a (\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_n) + ab \mathbf{j} - \nabla \rho_n = 0 \quad (15)$$

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \left(\mathbf{E} + \mathbf{v}_p \times \mathbf{B} + b' \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{n_n \gamma_{in}}{ea} \nabla p_e - \frac{n_n \gamma_{en}}{ea} \nabla p_i \right). \quad (16)$$

Следовательно,

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \left\{ \mathbf{E} + \mathbf{v}_n \times \mathbf{B} + (b' - b) \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{1}{a} \nabla p_n \times \mathbf{B} + \frac{n_n \gamma_{in}}{ea} \nabla p_e - \frac{n_n \gamma_{en}}{ea} \nabla p_i \right\}. \quad (17)$$

Если опустить все члены, связанные с давлением, и решить это уравнение относительно \mathbf{j}_\perp , получим

$$\mathbf{j}_\perp = \frac{\sigma_0}{1 + \sigma_0^2 B^2 (b' - b)^2} (\mathbf{E}_\perp + \mathbf{v}_n \times \mathbf{B}) + \frac{\sigma_0^2 (b - b')}{1 + \sigma_0^2 B^2 (b' - b)^2} \mathbf{B} \times (\mathbf{E}_\perp + \mathbf{v}_n \times \mathbf{B}). \quad (18)$$

г) *Проводимость слоя.* Будем рассматривать ионосферу как тонкую сферическую оболочку, окружающую Землю. Начало декартовой системы координат выберем в какой-либо точке оболочки так, чтобы оси x и y были направлены соответственно на магнитный юг и восток, а ось z — вверх; пусть в выбранной точке магнитное склонение равно I . Обозначив через \mathbf{l} , \mathbf{m} и \mathbf{n} единичные векторы в направлениях x , y и z , получим

$$\mathbf{B} = -B \cos I \mathbf{l} - B \sin I \mathbf{n},$$

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{l} + E_y \mathbf{m} + E_z \mathbf{n}.$$

Компоненты \mathbf{E} , параллельная и перпендикулярная \mathbf{B} , равны соответственно

$$\mathbf{E}_\parallel = (E_x \cos^2 I + E_z \cos I \sin I) \mathbf{l} + (E_x \cos I \sin I + E_z \sin^2 I) \mathbf{n},$$

$$\mathbf{E}_\perp = (E_x \sin^2 I - E_z \cos I \sin I) \mathbf{l} + E_y \mathbf{m} + (-E_x \cos I \sin I + E_z \cos^2 I) \mathbf{n}.$$

Подставив эти выражения в уравнение (12) раздела (б), получим

$$\mathbf{j} = \{(\sigma_0 \cos^2 I + \sigma_1 \sin^2 I) E_x + \sigma_2 E_y \sin I + (\sigma_0 - \sigma_1) E_z \cos I \sin I\} \mathbf{l} + \{\sigma_1 E_y - \sigma_2 (E_x \sin I - E_z \cos I)\} \mathbf{m} + \{(\sigma_0 - \sigma_1) E_x \cos I \sin I - \sigma_2 E_y \cos I + (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I) E_z\} \mathbf{n}.$$

Поскольку мы рассматриваем ионосферу как тонкую оболочку с непроводящей нижней границей, вертикальная компонента \mathbf{j} должна быть равна нулю; поэтому

$$E_z = \{\sigma_2 E_y \cos I - (\sigma_0 - \sigma_1) E_x \cos I \sin I\} / (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I).$$

Исключив E_z из выражения для j , Бэйкер и Мартин [127] получили

$$j_x = \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y,$$

$$j_y = -\sigma_{xy} E_x + \sigma_{yy} E_y,$$

где

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \sigma_1 / (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I),$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_0 \sigma_2 \sin I / (\sigma_1 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I) = -\sigma_{yx},$$

$$\sigma_{yy} = \{\sigma_1 \sigma_0 \sin^2 I + (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) \cos^2 I\} / (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I),$$

В табл. 4.2 приведено распределение интегральных по высоте проводимостей

$$\Sigma_{xx} = \int \sigma_{xx} dh, \quad \Sigma_{xy} = \int \sigma_{xy} dh, \quad \Sigma_{yy} = \int \sigma_{yy} dh$$

для различных широт, а на рис. 4.25 показано планетарное распределение этих величин для определенной модели атмосферы.

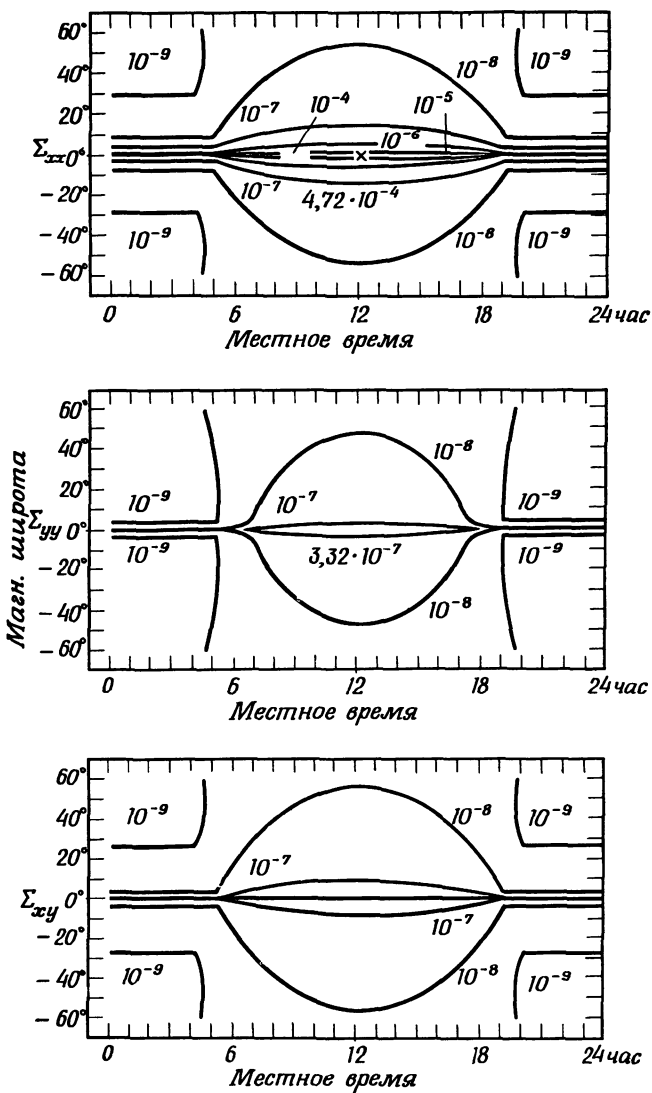
Таблица 4.2

Проинтегрированные по высоте проводимости (в полдень),
ед. СГСМ

Геомагн. широта	Σ_{xx}	Σ_{xy}	Σ_{yy}
0°	$1,07 \cdot 10^{-4}$	0	$2,50 \cdot 10^{-7}$
1	$1,03 \cdot 10^{-5}$	$5,88 \cdot 10^{-7}$	$5,28 \cdot 10^{-8}$
2	$2,83 \cdot 10^{-6}$	$3,31 \cdot 10^{-7}$	$2,58 \cdot 10^{-8}$
3	$1,28 \cdot 10^{-6}$	$2,25 \cdot 10^{-7}$	$1,95 \cdot 10^{-8}$
6	$3,24 \cdot 10^{-7}$	$1,12 \cdot 10^{-7}$	$1,51 \cdot 10^{-8}$
9	$1,45 \cdot 10^{-7}$	$7,30 \cdot 10^{-8}$	$1,38 \cdot 10^{-8}$
12	$8,28 \cdot 10^{-8}$	$5,34 \cdot 10^{-8}$	$1,30 \cdot 10^{-8}$
15	$5,40 \cdot 10^{-8}$	$4,15 \cdot 10^{-8}$	$1,22 \cdot 10^{-8}$
21	$2,89 \cdot 10^{-8}$	$2,79 \cdot 10^{-8}$	$1,08 \cdot 10^{-9}$
30	$1,55 \cdot 10^{-8}$	$1,78 \cdot 10^{-8}$	$8,90 \cdot 10^{-9}$
45	$8,14 \cdot 10^{-9}$	$1,03 \cdot 10^{-8}$	$6,52 \cdot 10^{-9}$
60	$5,41 \cdot 10^{-9}$	$6,91 \cdot 10^{-9}$	$4,99 \cdot 10^{-9}$
75	$4,27 \cdot 10^{-9}$	$5,38 \cdot 10^{-9}$	$4,19 \cdot 10^{-9}$
90	$4,05 \cdot 10^{-9}$	$5,12 \cdot 10^{-9}$	$4,05 \cdot 10^{-9}$

4.4.2. АТМОСФЕРНОЕ ДИНАМО

В предыдущих разделах система ветров в верхней атмосфере была расчленена на преобладающий ветер, суточную и полусуточную приливные компоненты и другие составляющие. Поскольку ионосфера может рассматриваться как проводящий слой, ее движения



Р и с. 4.25. Планетарное распределение интегральных по высоте проводимостей (Σ_{xx} , Σ_{xy} , Σ_{yy}); по [163].

индуцируют электродвижущую силу $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Распределение в ионосфере электродвижущей силы, обусловленной лунными приливами, приблизительно фиксировано по отношению к Луне. Таким образом, индуцированный ток и результирующее магнитное поле также фиксированы для наблюдателя, находящегося на Луне. Каждая магнитная обсерватория совершает примерно один оборот в сутки относительно этого распределения, вращаясь по окружности, определяемой широтой данной станции. Поэтому станция регистрирует временную вариацию магнитного поля, контролируемую лунным временем. Эта магнитная вариация называется *лунно-суточной* и обозначается через L . Аналогичным образом солнечные приливные движения и движения, обусловленные периодическим нагреванием атмосферы Солнцем (S_1, S_2), порождают магнитные вариации, которые называются *спокойными солнечно-суточными вариациями* и обозначаются S_q . На рис. 4.26, *a* и *б* показаны соответственно лунно-суточные и спокойные солнечно-суточные вариации на различных широтах. Вариация S_q для геомагнитных широт, превосходящих 60° , обсуждается в разд. 6.9.2, *ж*.

а) *Солнечно-суточная вариация по спокойным дням (S_q)*. Ракетные измерения магнитного поля показывают, что S_q -вариация ($\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$) обусловлена главным образом системой токов в ионосфере, которую можно связать с потенциалом ΔV . Тогда компоненты магнитного поля можно записать в виде

$$\Delta X = \frac{\partial \Delta V}{a \partial \theta}, \quad \Delta Y = -\frac{\partial \Delta V}{a \sin \theta \partial \phi}, \quad \Delta Z = \frac{\partial \Delta V}{\partial r}, \quad (1)$$

где через a обозначен радиус Земли. Потенциал ΔV состоит из двух частей, обусловленных источниками вне (ΔV_e) и внутри (ΔV_i) Земли:

$$\Delta V = \Delta V_e + \Delta V_i, \quad (2a)$$

$$\Delta V_e = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r^n}{a^{n-1}} T_{ne} \right), \quad \Delta V_i = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{a^{n+2}}{r^{n+1}} T_{ni} \right), \quad (2б)$$

$$T_n = \sum_{m=0}^n \{ A_n^m \cos m\phi + B_n^m \sin m\phi \} P_n^m(\cos \theta). \quad (2в)$$

Член ΔV_n^m в выражении для потенциала дает следующие слагаемые в выражениях для X, Y, Z на поверхности Земли ($r = a$) [123, гл. 20]:

$$\frac{\partial \Delta V_n^m}{a \partial \theta}, \quad -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \Delta V_n^m}{\partial \phi}, \quad \frac{\partial \Delta V_n^m}{\partial r}. \quad (3)$$

Гармонические коэффициенты могут быть определены из наблюдений S_q -вариаций. Подставив эти коэффициенты в (3), можно опреде-

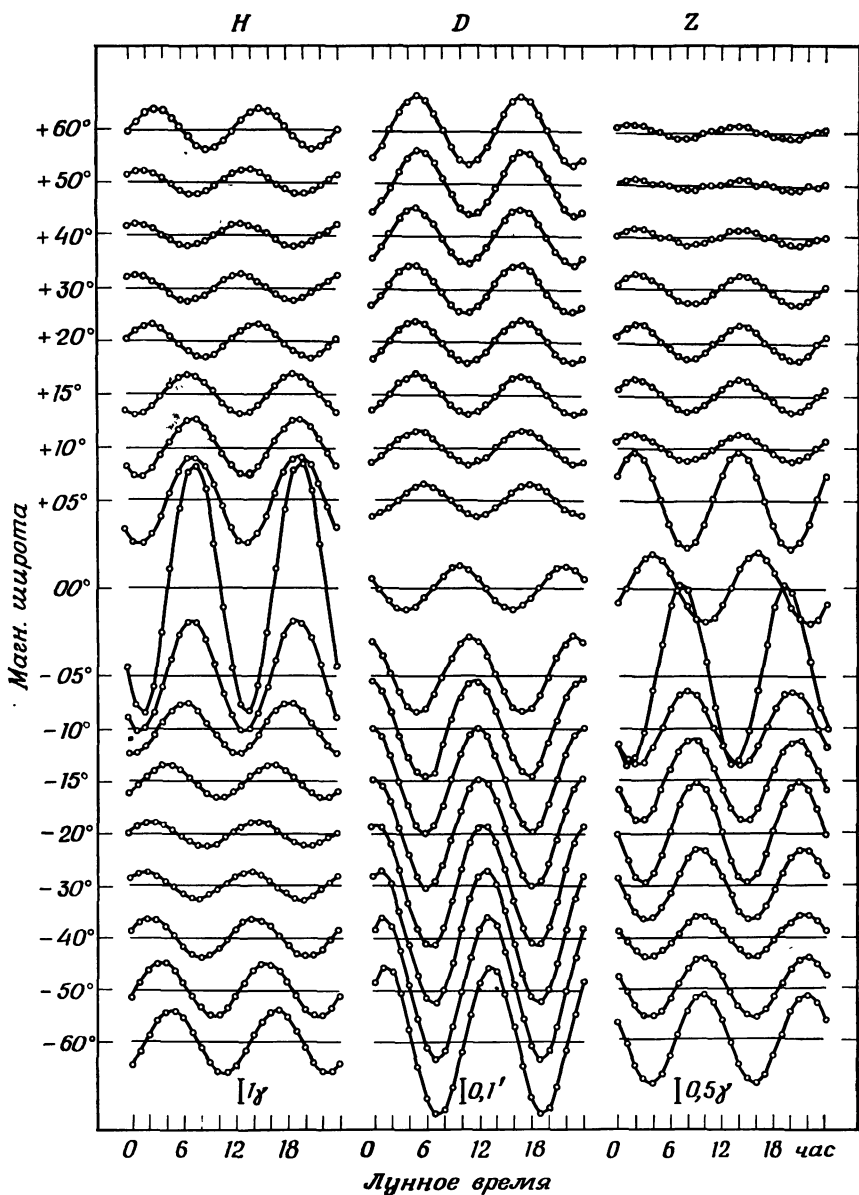
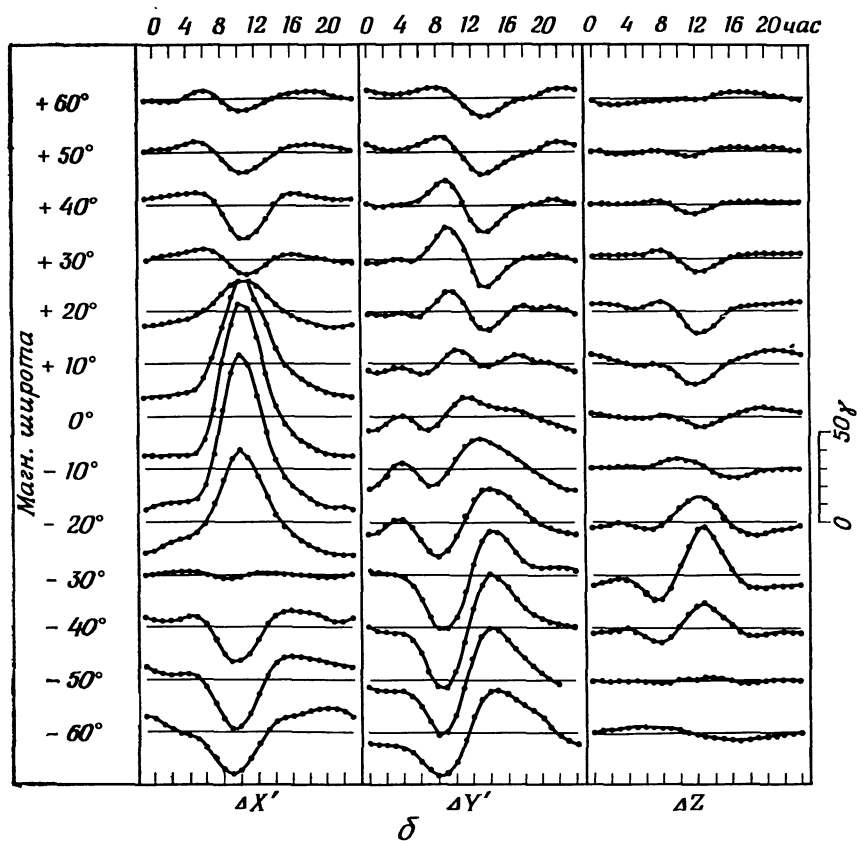


Рис. 4.26. а — лунно-суточная магнитная вариация (H , D , Z) по [165, 166]. б — солнечно-суточная магнитная вариация (компоненты, направленные на геомагнитный север и восток, и вертикальная компонента). По [197].



лечь потенциал ΔV . На рис. 4.27 показано распределение ΔV , ΔV_e и ΔV_i , полученное Прайсом и Уилкинсом [175]. Предполагая, что электрические токи, связанные с ΔV_e , текут в тонкой оболочке радиуса r , concentрически окружающей Землю, получаем

$$R = -\frac{10}{4\pi} \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{r}{a}\right)^n \Delta V_e. \quad (4)$$

Величина R называется токовой функцией; электрические токи текут параллельно линиям $R = \text{const}$. Из выражения (4) следует, что картина эквипотенциальных линий $\Delta V_e = \text{const}$ совпадает с системой токов, порождающих вариации S_q . Токовая система S_q состоит из четырех замкнутых вихрей, по два в каждой (северной и южной) полусфере. Над освещенным Солнцем полушарием токи интенсивнее, чем на ночной стороне, так как в дневные часы проводимость ионосферы возрастает.

Одна из трудностей, возникающих при анализе суточной вариации, связана с определением базисной линии, т. е. значения поля, при котором ионосферный ток отсутствует. Суточные вариации выражаются комбинацией гармонических членов. Хотя анализ предусматривает существование постоянного члена, его значение не может быть абсолютным, потому что из данных одних лишь наземных наблюдений невозможно однозначно определить базисную линию. Для этой цели необходимо использовать ракетные измерения или какие-либо другие способы. Распределение электронной концентрации в ионосфере и оценки электрической проводимости свидетельствуют о том, что сила токов, ответственных за S_q -вариации, над освещенным полушарием должна быть существенно ниже, чем над освещенным. На рис. 4.28, *a* и *b* показаны системы токов, соответствующих S_q - и L -вариациям. Они построены таким образом, что дают нулевой ток в полночь [164].

б) Динамо в ионосфере для ветровой системы $\mathbf{v} = -\nabla\Phi$. Динамотеория, развитая Шустером [188] и Чепменом [129], предполагает, что система ветров в ионосфере потенциальна

$$\nabla \times \mathbf{v} = 0,$$

или

$$\mathbf{v}(u, v, w) = -\nabla\Phi,$$

где скалярная функция Φ называется потенциалом скоростей. Ионосфера рассматривается как тонкая оболочка, в которой вертикальная компонента электрического тока (j_z) равна нулю (см. разд. 4.4.1, *z*), а вертикальной компонентой ветра можно пренебречь, $w = 0$. В сферических координатах (r, θ, φ)

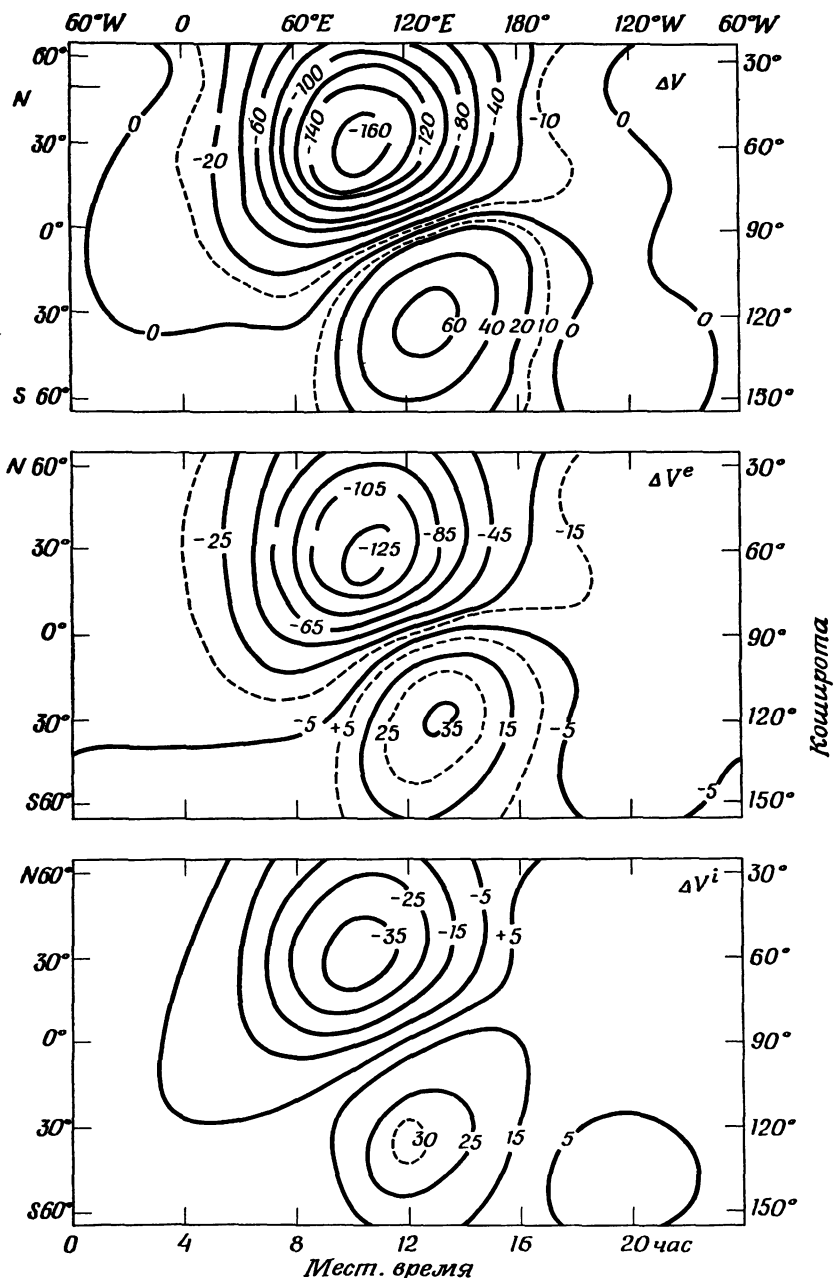
$$E_{dx} = vB_z = -B_z \frac{\partial\Phi}{a \sin \theta \partial\varphi}, \quad (1a)$$

$$E_{dy} = -uB_z = B_z \frac{\partial\Phi}{a \partial\theta}. \quad (1б)$$

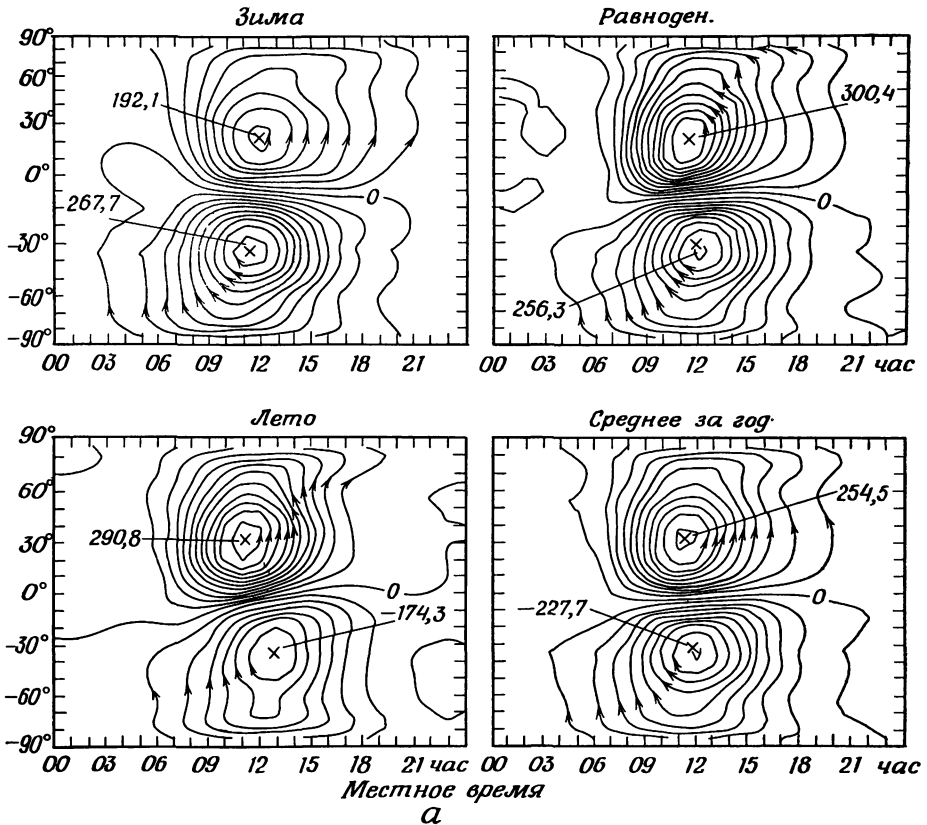
В стационарном случае интегральное по высоте значение индуцированного динамо-тока \mathbf{J} должно удовлетворять равенству

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \left\{ \begin{pmatrix} \Sigma_{xx} & \Sigma_{xy} \\ -\Sigma_{xy} & \Sigma_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \right\} = 0,$$

где сила тока \mathbf{J} определяется интегрированием по высоте $\mathbf{J} = \int j dh$. Однако в общем случае это равенство не выполняется при подстановке электрического поля \mathbf{E}_d , соответствующего динамотеории. Это означает, что накопление зарядов порождает такое электростатическое поле \mathbf{E}_s , что общее поле $(\mathbf{E}_d + \mathbf{E}_s)$ удовлетворяет приведенно-



Р и с. 4.27. Эквипотенциали ΔV , ΔV_e и ΔV_i для поля, соответствующего S_q -вариации в 4 ч UT в летние месяцы 1933 г. Единицей измерения служит 10^8 Гб. По [175].



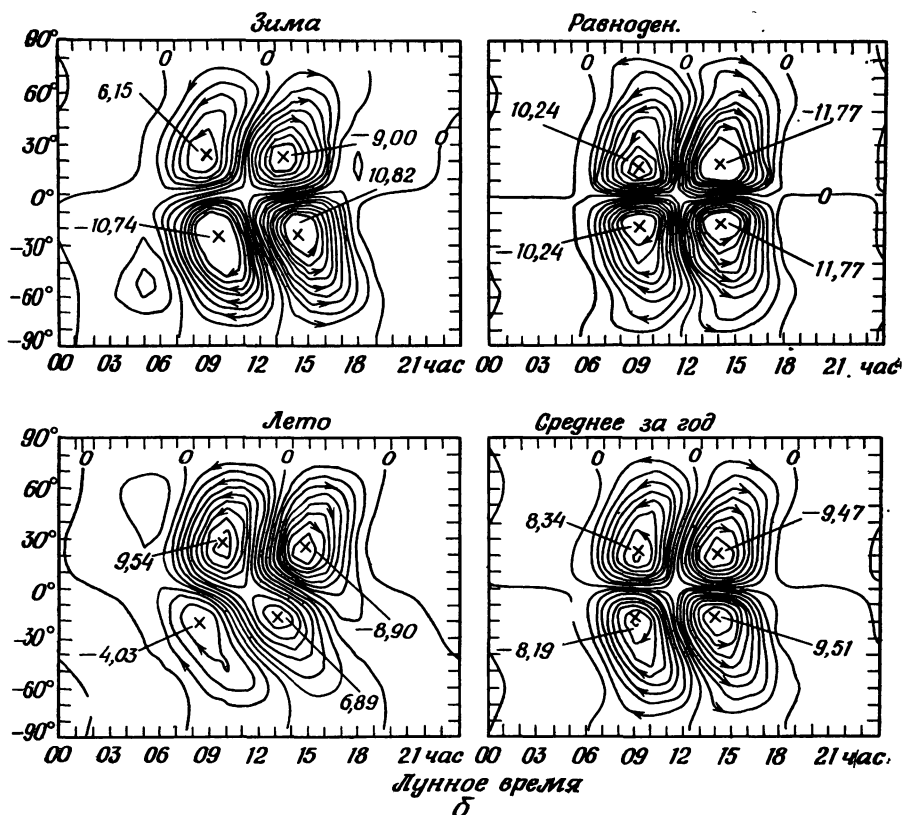
Р и с. 4.28. *а* — системы токов, соответствующие внешней компоненте поля ного Геофизического Года (1958). Ток между соседними линиями составляет в тысячах ампер. По [164]. *б* — системы токов для внешней части L -вариации тока между соседними линиями

му выше равенству. Введем электростатический потенциал V_E распределения зарядов. Тогда

$$E_{sx} = -\frac{\partial V_E}{a \partial \theta}, \quad (2a)$$

$$E_{sy} = -\frac{\partial V_E}{a \sin \theta d\phi} \quad (2б)$$

Учтем также, что электрический ток \mathbf{J} выражается через токовую функцию R следующим образом:



S_q -вариации, для различных сезонов и в среднем за год для Международ- $25 \cdot 10^3$ А; цифры, относящиеся к крестикам, выражают полный ток в вихрях в период новолуния для трех различных сезонов и в среднем за год. Сила составляет 10^3 А. По [164].

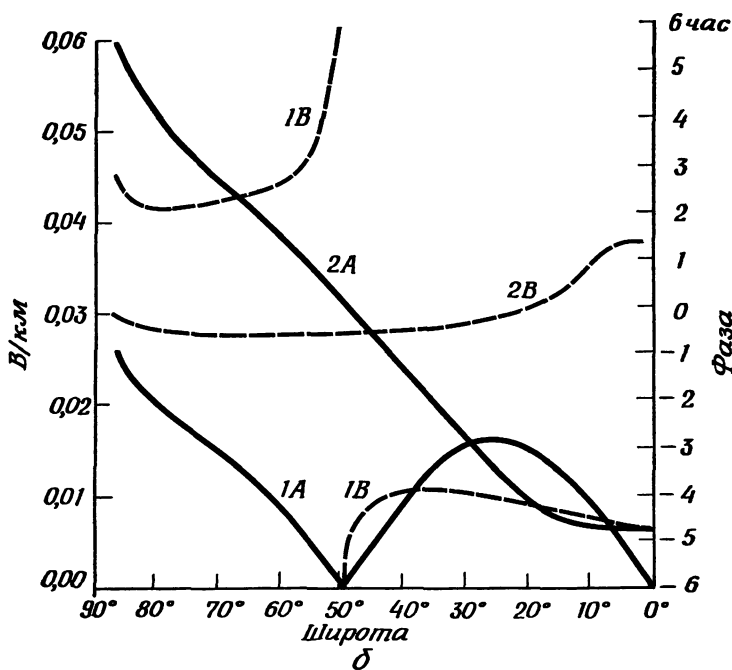
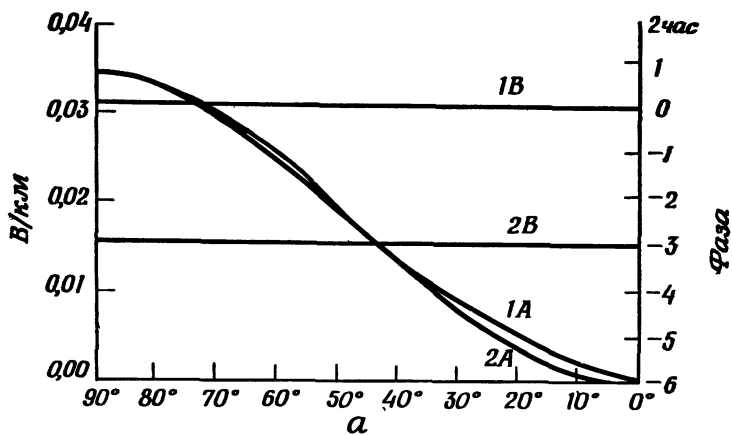
$$J_x = \frac{\partial R}{a \sin \theta \partial \varphi}, \quad (3a)$$

$$J_y = -\frac{\partial R}{a \partial \theta}. \quad (3б)$$

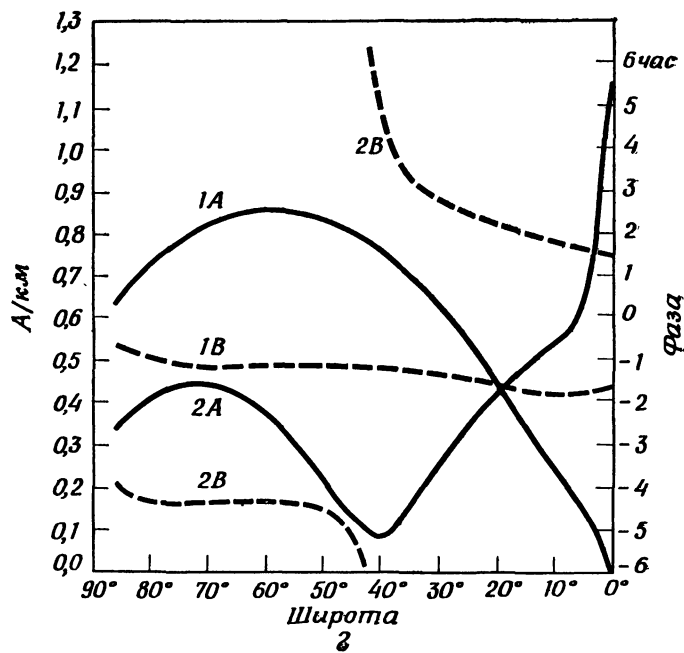
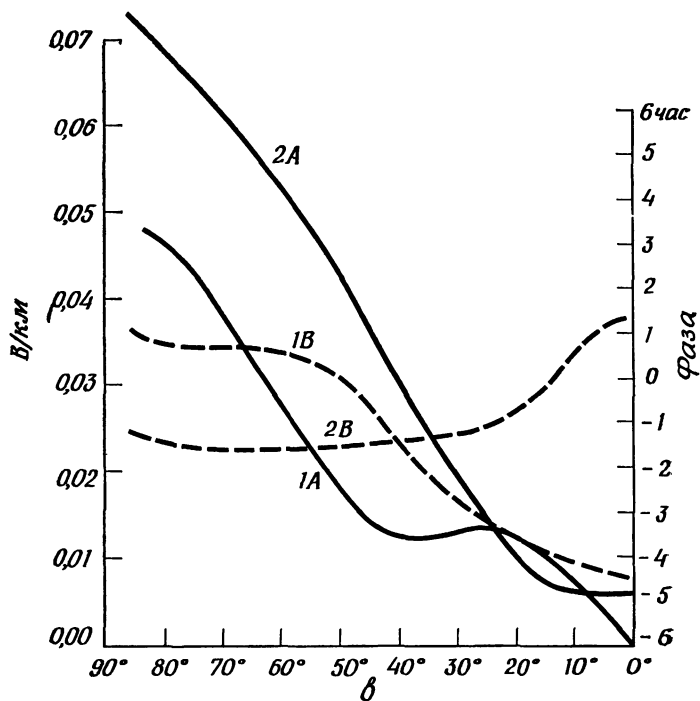
Комбинируя (1), (2) и (3) и используя закон Ома, получим

$$\frac{\partial R}{a \sin \theta \partial \varphi} = \Sigma_{xx} \left(v B_z - \frac{\partial V_E}{a \partial \theta} \right) - \Sigma_{xy} \left(u B_z + \frac{\partial V_E}{a \sin \theta \partial \varphi} \right), \quad (4a)$$

$$\frac{\partial R}{a \partial \theta} = \Sigma_{yy} \left(u B_z + \frac{\partial V_E}{a \sin \theta \partial \varphi} \right) + \Sigma_{xy} \left(v B_z - \frac{\partial V_E}{a \partial \theta} \right). \quad (4б)$$



Р и с. 4.29. *а* — распределение индуцированного электрического динамо-поля и фазы: *1А* — северо-южная компонента поля, *1В* — фаза, *2А* — восточно-западная компонента, *2В* — фаза. *б* — распределение поляризационного электрического поля, индуцированного атмосферным динамо, и фазы. *в* — распределение полного электрического поля, индуцированного атмосферным динамо, и фазы. *г* — распределение электрического тока, индуцированного атмосферным динамо. По [140].



Рассмотрим сначала простейший случай, когда проводимости не являются функциями θ и λ . Исключая V_E из (4а) и (4б), получим дифференциальное уравнение для R :

$$\left(\frac{\partial^2 R}{\partial \theta^2} + \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial R}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 R}{\partial \varphi^2} \right) = \frac{a (\Sigma_{xx} + \Sigma_{xy}^2 / \Sigma_{xx})}{\sin \theta} \left\{ \frac{\partial (u B_z \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial (v B_z)}{\partial \varphi} \right\}, \quad (5)$$

в котором положено $\Sigma_{xx} \approx \Sigma_{yy}$.

Обычный подход к решению этого уравнения сводится к определению потенциала скоростей Φ в ионосфере из скорости приливного ветра вблизи земной поверхности и выражению Φ в виде ряда поверхностных гармоник

$$\Phi = \sum_N \sum_M \Phi_N^M = \sum_N \sum_M k_N^M P_N^M \sin (M\varphi + \alpha_N^M), \quad (6)$$

так что

$$u = - \frac{\partial \Phi}{a \partial \theta} \quad (7a)$$

$$v = - \frac{\partial \Phi}{a \sin \theta d\varphi}. \quad (7б)$$

В этом и подобных соотношениях t выражено в угловой мере. Токовую функцию R также можно выразить в виде ряда поверхностных гармоник

$$R = \sum_n \sum_m R_n^m = \sum_n \sum_m r_n^m P_n^m \sin (mt + \beta_n^m). \quad (8)$$

Используя определение n -й поверхностной гармоники

$$\frac{d^2 P_n^m}{d\theta^2} + \operatorname{ctg} \theta \frac{dP_n^m}{d\theta} + \left\{ n(n+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right\} P_n^m = 0,$$

можно записать левую часть (5) в следующем виде:

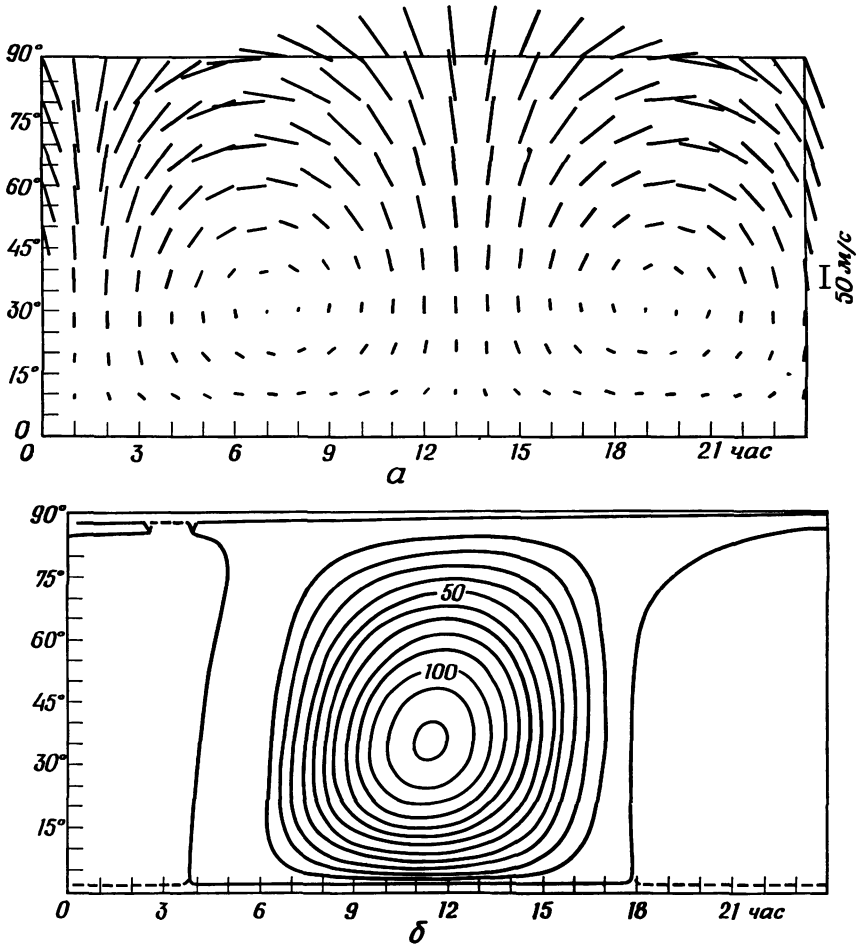
$$- \sum \sum n(n+1) R_n^m. \quad (9)$$

Подставляя затем (6) и (7) в правую часть (5) и сравнивая полученное выражение с (9), убеждаемся, что Φ_n^m дает в выражении для токовой функции R два приведенных ниже слагаемых

$$r_{n+1}^m P_{n+1}^m \sin (mt + \alpha_n^m) + r_{n-1}^m P_{n-1}^m \sin (mt + \alpha_n^m), \quad (10)$$

где

$$r_{n+1}^m = k_n^m \Sigma C \frac{N \{(N+1)^2 - M^2\}^{1/2}}{(N+1)(2N+1)}, \quad (11a)$$

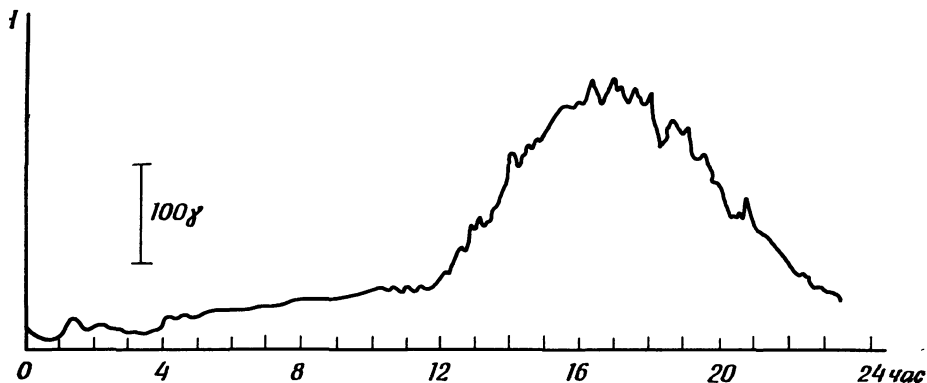


Р и с. 4.30. *a* — распределение скоростей ветра, используемое для построения системы токов S_q ; по [194]. *б* — система токов S_q , индуцированная ветровой системой, показанной на рис. 4.30. *a*. Интервал между токовыми линиями 10^4 А. По [195].

$$r_{n-1}^m = k_n^m \Sigma C \frac{(N+1)(N^2 - M^2)^{1/2}}{N(2N+1)}. \quad (116)$$

Здесь географическая и геомагнитная оси считаются совпадающими, $C = -0,64$ Гс и

$$\Sigma = \Sigma_{xx} + \frac{\Sigma_{xy}^2}{\Sigma_{xx}}.$$

Р и с. 4.31. S_q -вариация в Уанкайо 15 сентября 1957 г.

Таким образом, при заданном Φ токовую функцию R можно определить с помощью (10) и (11); затем находится сила тока из (3).

Придерживаясь описанной выше последовательности, многие авторы анализировали систему токов, индуцированных атмосферным динамо [127, 140, 146, 147]. На рис. 4.29, a — z показаны некоторые из результатов, полученных в [140].

Фейер [140] использовал следующие выражения для южной и восточной компонент скорости S_2 :

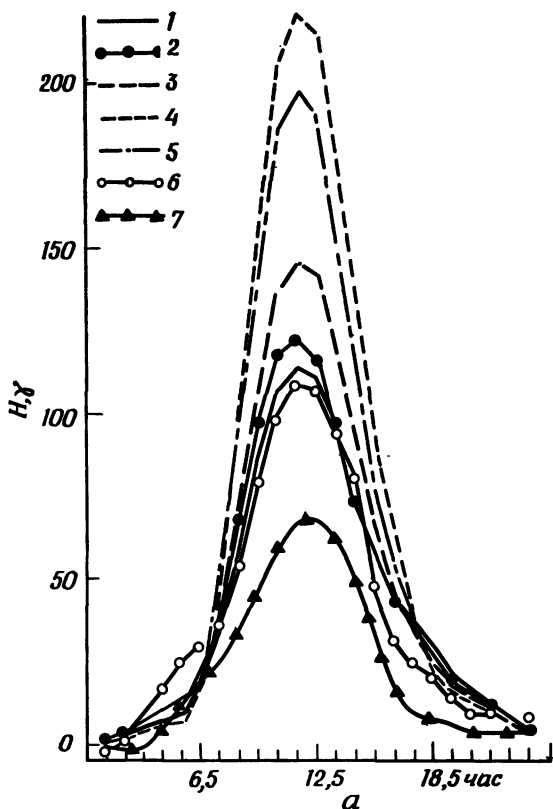
$$u = 55,2 \cos \theta \cos 2\varphi \text{ см/с,}$$

$$v = -55,2 (0,7 + 0,3 \cos 2\theta) \sin 2\varphi \text{ см/с,}$$

и предположил, что определяемые этими выражениями профили скоростей простираются до ионосферных высот. Закончив вычисления, он сравнил расчетную силу тока (0,45 А/км) для высоких широт с значением, полученным из наблюдений S_q (около 18 А/км), и пришел к выводу, что скорость ветра в ионосфере должна примерно в 65 раз превышать наблюдаемую у поверхности Земли.

Тапли [194, 195] исследовал индуцированные динамо-токи для суточных мод (1, 3), (1, -1) и (1, -3) и солнечных полусуточных мод (2,2) и (2,4); о модах колебаний см. разд. 4.3. Он показал, что основная солнечно-суточная мода (1, -1) генерирует токи, которые напоминают токовую систему S_q . Однако преобладающая суточная мода (1,3) генерирует очень слабый ток. Выражения для южной и восточной компонент скорости ветра (u , v) имеют соответственно вид

$$u = \frac{130}{0,25 - \cos^2 \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} + 2 \operatorname{ctg} \theta \right) \Theta_{1, -1}(\theta) \sin(\varphi + 250^\circ) \text{ м/с.}$$

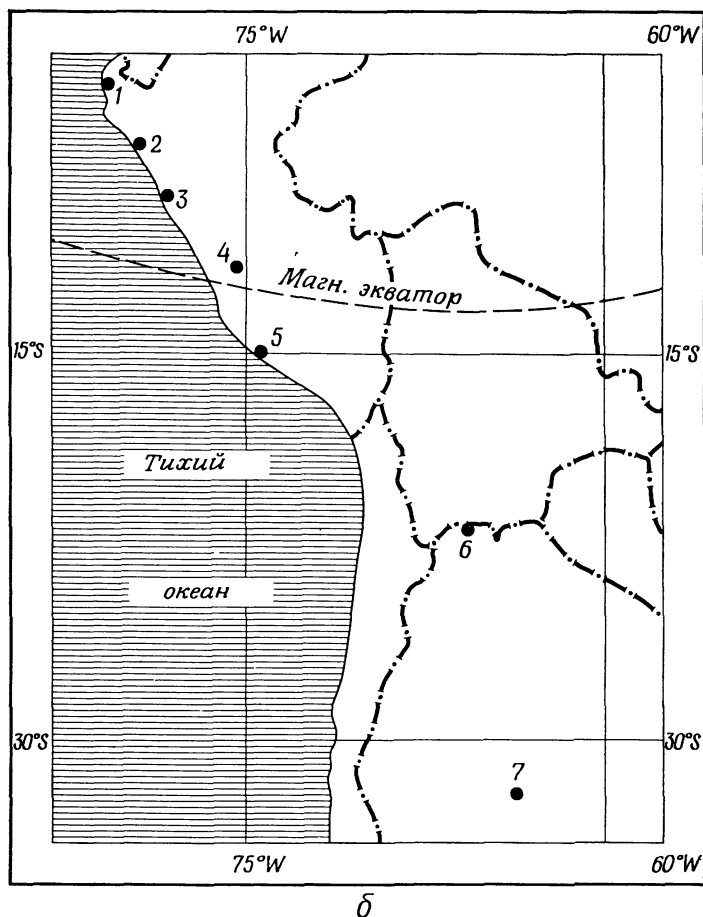


Р и с. 4.32. *a* — S_q -вариации на станциях, расположенных в Южной Америке на разных расстояниях от экваториальной электроструи.

$$v = \frac{130}{0,25 - \cos^2 \theta} \left(2 \cos \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \operatorname{cosec} \theta \right) \Theta_{1, -1}(\theta) \sin(\varphi + 340^\circ) \text{ м/с.}$$

На рис. 4.30, *a* показано распределение ветровых векторов (разд. 4.4.2, *з*), а на рис. 4.30, *б* — вытекающее из него распределение токов S_q .

в) *Экваториальная электроструя*. Одной из интересных особенностей S_q -вариации является очень большая ее величина вдоль магнитного экватора по сравнению с другими областями (рис. 4.26). Это явление, впервые обнаруженное в Уанкайо (Перу), было позднее отмечено и в других пунктах, расположенных на магнитном экваторе или вблизи него: о-ва Ярвис (в центральной части Тихого океана), Корор (в Дальневосточном районе Тихого океана), Давао



Р и с. 4.32. б — расположение станций; 1 — Талара, 2 — Чиклайо, 3 — Чимсоте, 4 — Уанкайю, 5 — р. Яука, 6 — Ла Кунака, 7 — Пилар. По [125].

(Филиппины), Кодайканал (Индия), Аддис-Абеба (Эфиопия), Ибадан (Нигерия).

На рис. 4.31 приведена суточная магнитограмма в Уанкайю, а на рис. 4.32,а усредненные S_q -вариации для ряда станций (включая Уанкайю), расположение которых показано на карте (рис. 4.32, б). Интенсивное изучение ионосферных токов с помощью ракет неподалеку от побережья Перу и в других пунктах подтвердило существование тока, сконцентрированного в узкой полосе вдоль магнитного экватора (рис. 4.33,а). Наблюдаемое распределение тока сравнивалось с теоретическим, которое рассчитано в [196] и показа-

но на рис. 4.33,б. Чепмен [130] назвал этот ток, сконцентрированный вдоль магнитного экватора, *экваториальной электроструей*. Основной причиной такой концентрации тока является высокая проводимость Каулинга (σ_3) вдоль магнитного экватора (табл. 4.2), причем выражение для Σ_{yy} приобретает вид

$$\Sigma_{yy} = \int \left(\sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} \right) dh = \int \sigma_3 dh.$$

На важность проводимости Каулинга в связи с экваториальной струей тока впервые указали Хироно [146] и Бейкер и Мартин [127]. Существенной особенностью является то, что струя тока порождается только электростатическим полем (поскольку горизонтальная компонента динамо-ЭДС ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$) равна нулю вдоль магнитного экватора при $\omega = 0$), которое направлено на восток и приводит к возникновению тока Педерсена, также направленного на восток вдоль магнитного экватора. Холловский ток, связанный с электрическим полем, направлен вертикально вниз. Однако, поскольку проводящий слой представляет собой тонкую оболочку, этот вертикальный ток немедленно поляризует ее и приводит к возникновению электрического поля, направленного вверх. Под действием этого вторичного электрического поля возникает направленный вверх электрический ток (ток Педерсена), равный по величине току Холла, так что суммарный ток отсутствует. Однако направленное вверх электрическое поле создает не только вертикальный ток Педерсена, но и значительный холловский ток в восточном направлении. Основными переносчиками этого тока являются электроны, движущиеся на запад (разд. 4.4.1,б). Обзор работ, посвященных экваториальной струе тока и связанным с ней явлениям, дан в [170].

Было обнаружено, что изменение интенсивности радиосигналов, отраженных от области токовой струи, тесно связано с S_q -вариацией в тех случаях, когда сила тока в электроструе превышает некоторое критическое значение [133]. Фарли [139] показал теоретически, что радиоотражения возникают от неоднородностей ионосферной плазмы, которые генерируются двухпоточковой неустойчивостью и распространяются со скоростью звука. Таким образом, эти неоднородности обладают характеристиками плоских ионно-акустических волн.

г) *Ветровые системы, ответственные за S_q -вариации*. Из уравнений (1) и (2) разд. (б) следует

$$E_{tx} = -B_z \frac{\partial \Phi}{a \sin \theta \partial \varphi} - \frac{\partial V_E}{a \partial \theta},$$

$$E_{ty} = B_z \frac{\partial \Phi}{a \partial \theta} - \frac{\partial V_E}{a \sin \theta \partial \varphi},$$

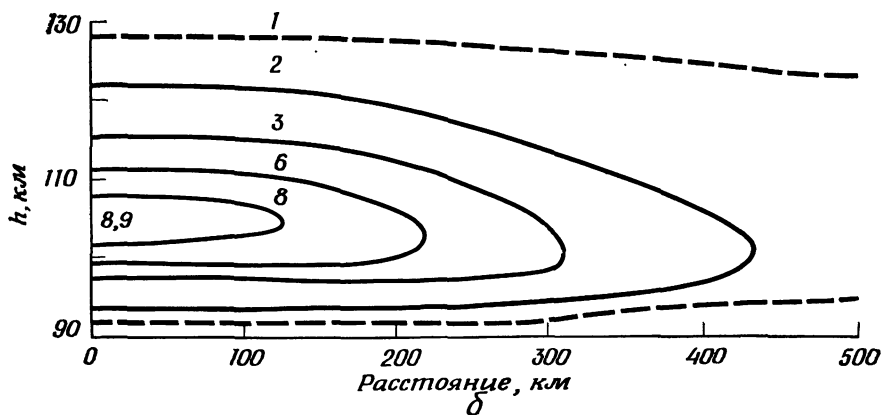
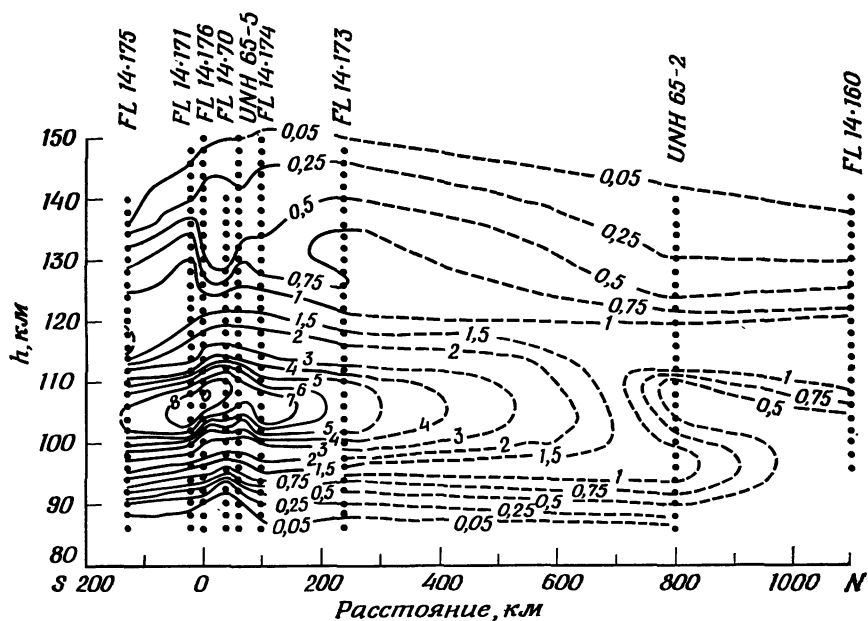


Рис. 4.33. а — распределение тока в экваториальной электроструе, построенное по результатам ракетных измерений магнитного поля; в качестве единицы измерений принята величина 10^{-8} А/м². По [136]. б — расчетное распределение тока в экваториальной электроструе в тех же единицах. По [196].

где E_{tx} и E_{ty} — x - и y -компоненты полного электрического поля $\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_d + \mathbf{E}_s$. Исключая V_E из приведенных выше выражений и используя равенство

$$B_z = -0,64 \cos \theta \text{ Гс} = -C \cos \theta,$$

получаем

$$\operatorname{ctg} \theta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \cos \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) = \frac{a}{C} \left\{ \frac{\partial}{\partial \varphi} (E_{t,x}) - \frac{\partial}{\partial \theta} (E_{t,y} \sin \theta) \right\} \equiv F(\theta, \varphi). \quad (1)$$

Решение этого дифференциального уравнения можно выразить в виде ряда поверхностных гармоник [158]:

$$\Phi = \sum_n \sum_m (k_{na}^m \cos m\varphi + k_{nb}^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta). \quad (2)$$

Затем левую часть выражения (1) можно преобразовать к виду

$$\sin \theta \sum_n \sum_m (k_{na}^m \cos m\varphi + k_{nb}^m \sin m\varphi) G_n^m(\theta), \quad (3)$$

где

$$G_n^m(\theta) = -\frac{1}{2n+1} \left[\{(n+1)^2 - 1\} \{(n+1)^2 - m^2\}^{1/2} P_{n+1}^m + \right. \\ \left. + (n^2 - 1)(n^2 - m^2)^{1/2} P_{n-1}^m \right].$$

Правую часть (1) можно рассчитать с помощью соотношений

$$\Delta Y \approx 2\pi j_x = 2\pi (\Sigma_{xx} E_{tx} + \Sigma_{xy} E_{ty}), \quad (4a)$$

$$\Delta X \approx 2\pi j_y = 2\pi (-\Sigma_{xy} E_{ty} + \Sigma_{yy} E_{xy}), \quad (4b)$$

при этом предполагается, что

$$\Sigma_{xx} = \Sigma_{xx} f(\chi), \quad \Sigma_{yy} = \Sigma_{yy} f(\chi), \quad \Sigma_{xy} = \Sigma_{xy} f(\chi)$$

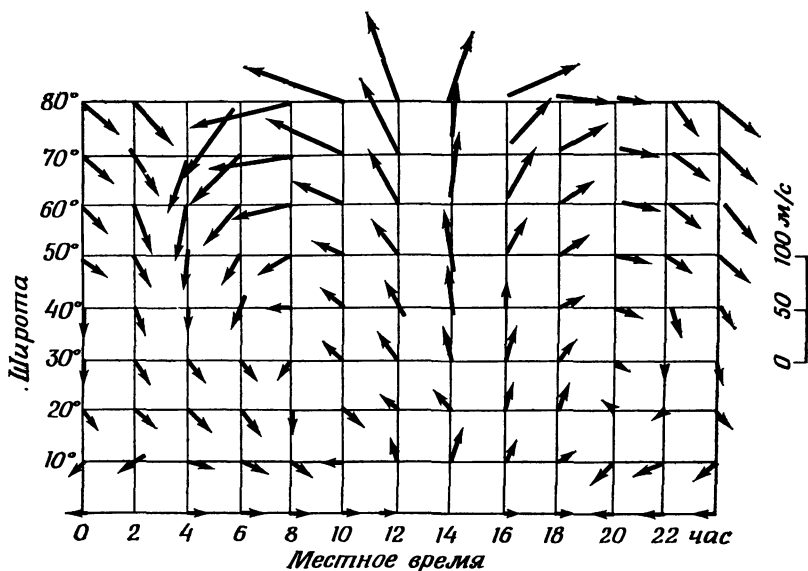
и

$$f(\chi) = 1 + 2,00 \cos \chi + 1,46 \cos^2 \chi,$$

где χ — зенитный угол Солнца.

Используя распределение ΔX и ΔY , полученное из наблюдений, можно выразить функцию $F(\theta, \varphi)$ в виде ряда поверхностных гармоник

$$F(\theta, \varphi) = \sin \theta \sum_n \sum_m (f_{na}^m \cos m\varphi + f_{nb}^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta). \quad (5)$$



Р и с. 4.34. Распределение векторов скорости ветра, полученное из S_q -вариаций. По [153].

Приравняв (3) и (5), Маэда [158] получил выражения

$$\begin{aligned} k_{na}^m G_n^m(\theta) &= f_{na}^m P_n^m(\cos \theta), \\ k_{nb}^m G_n^m(\theta) &= f_{nb}^m P_n^m(\cos \theta). \end{aligned} \quad (6)$$

Поскольку функция $G_n^m(\theta)$ известна, эти выражения позволяют определить k_{na}^m и k_{nb}^m , а значит, и Φ .

Выражения (7а) и (7б) разд. (6) позволяют определить компоненты скорости ветра $\mathbf{v}(u, v, 0)$. На рис. 4.34 показано распределение векторов скорости ветра, полученное Като [152]. Оно хорошо согласуется с модой (1, -1) приливного движения, вызванного нагревом атмосферы Солнцем (рис. 4.30,а).

Следует отметить, что если ветровое поле определено указанным выше способом, то можно определить и распределение электростатического поля, связанного с S_q -вариацией, поскольку полное электрическое поле $\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_d + \mathbf{E}_s$ известно из S_q -вариации (при условии, что проводимость ионосферы известна), а $\mathbf{E}_d = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Результаты обсуждаются в разд. 6.9.2,д.

д) *Асимметричное динамо*. В динамо-теории и ее развитии, изложенных выше, предполагалось, что динамо-система симметрична по отношению к экватору. Подразумевалось также, что ионосферный

слой изолирован как сверху, так и снизу. За исключением равноденственных месяцев, распределение электронной концентрации в области E ионосферы, а значит, и распределение электрической проводимости асимметричны. Ветры в ионосфере, по-видимому, также имеют асимметричные компоненты. Следовательно, распределения индуцированного потенциального поля и электростатического поля ($-\nabla V_E$) также должны быть скорее всего асимметричны.

Однако, поскольку проводимость σ_0 вдоль силовых линий геомагнитного поля велика, такое различие в распределении потенциала V_E может привести к возникновению электрических токов вдоль силовых линий поля из одного полушария в другое через экваториальную плоскость. Таким образом, проявления атмосферного динамо в обоих полушариях не могут быть независимыми. Этот вопрос рассмотрен в [161, 198].

Маэда и Мурата [161] рассмотрели ветровую систему с асимметричной компонентой, потенциал скоростей Φ которой имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n k_n^m P_n^m(\cos \theta) \cos(m\varphi + \alpha_n^m) = \Phi_1^1 + \Phi_2^1 = \\ &= k_1^1 P_1^1(\cos \theta) \cdot \cos(\varphi + \alpha_1^1) + k_2^1 P_2^1(\cos \theta) \cdot \cos(\varphi + \alpha_2^1). \end{aligned}$$

Пусть $V_E(r, \theta, \varphi)$ и $V_E(r, \pi - \theta, \varphi)$ означают потенциалы в точке (r, θ, φ) и в сопряженной точке. Плотность тока j_m вдоль силовых линий определяется выражением

$$j_m = \frac{1}{\rho} \{V_E(r, \theta, \varphi) - V_E(r, \pi - \theta, \varphi)\},$$

где ρ означает полное сопротивление магнитной силовой трубки между сопряженными точками

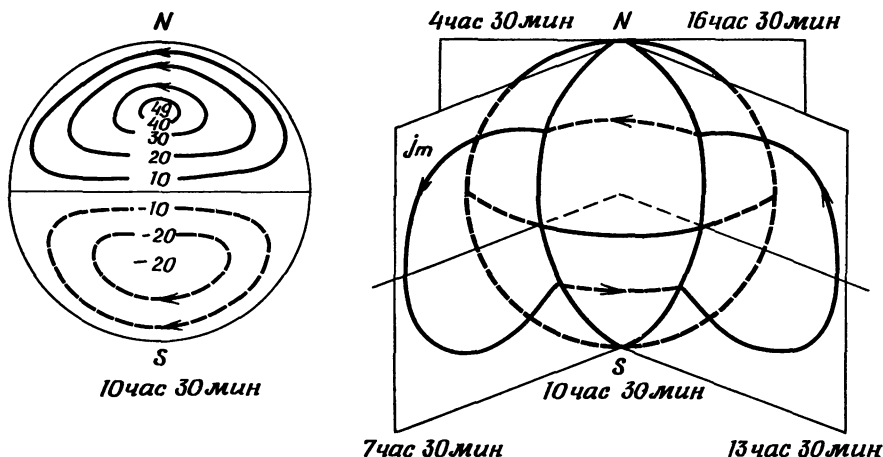
$$\rho = \int (1/\sigma_0) dL \approx (1/10^{-9} \text{ ед. СГСМ}) \cdot 2 \cdot 10^4 \text{ км} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ ед. СГСМ}.$$

Считая проводимость ионосферы Σ изотропной и однородной, получим в стационарном случае

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0.$$

Поскольку $\mathbf{E}_s = -\nabla V_E$, это выражение показывает, что в динамо-области ($a \leq r \leq b$) потенциал V_E должен удовлетворять уравнению Лапласа. Следовательно,

$$V_E(r, \theta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \left\{ a \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} A_n(\theta, \varphi) + b \left(\frac{r}{b} \right)^n B_n(\theta, \varphi) \right\},$$



Р и с. 4.35. Распределение асимметричной системы токов S_q : слева показано распределение токов, заключенных в пределах каждого полушария; справа дан пример токов между полушариями. Время местное. По [162].

где

$$A_n(\theta, \varphi) = \sum_{m=0}^n \alpha_{nm} P_n^m(\cos \theta) \sin(m\varphi + a_n^m),$$

$$B_n(\theta, \varphi) = \sum_{m=0}^n \beta_{nm} P_n^m(\cos \theta) \cos(m\varphi + b_n^m).$$

Коэффициенты α_{nm} , β_{nm} , a_n^m и b_n^m можно определить с помощью двух граничных условий: 1) при $r = a$ вертикальная компонента j равна нулю; 2) при $r = b$ вертикальный ток равен j_m . Плотность тока j_m для ветровой системы, определяемой потенциалом скоростей ветра Φ , имеет вид

$$j_m = \sum_n \sum_{n+m=\text{нечетн.}} \frac{2B_0 r_0^3 m k_n^m}{\rho b^3} \frac{\frac{1}{n+1} \left(\frac{a}{b}\right)^{n-2} \left\{ \left(\frac{a}{b}\right)^{n+3} - 1 \right\} + \frac{1}{n} \left\{ 1 - \left(\frac{a}{b}\right)^{n-2} \right\}}{\left\{ 1 - \left(\frac{a}{b}\right)^{2n+1} \right\} + \left\{ \frac{1}{n+1} \left(\frac{a}{b}\right)^{2n+1} + \frac{1}{n} \right\} \frac{2b}{\rho}} \times P_n^m(\cos \theta) \sin(m\varphi + a_n^m).$$

Здесь $B_0 = 0,3$ Гс, a и b означают соответственно радиусы нижней и верхней границ ионосферы.

Результаты показаны на рис. 4.35. По оценкам в [162] магнитное поле, которое создается токами, текущими вдоль магнитных силовых линий, имеет порядок 1γ вблизи экватора.

4.5. ДИНАМИКА ИОНОСФЕРНОЙ ИОНИЗАЦИИ

4.5.1. ВВЕДЕНИЕ

В гл. 3 детально рассмотрены фотохимические реакции, происходящие в ионосфере и над ней. Предполагалось, что изменение во времени электронной концентрации определяется выражением

$$\frac{dn_e}{dt} = P + C - L,$$

где через P и C обозначены скорости образования электронов при фотоионизации и при химических реакциях, а через L — скорость потерь, определяемая различными процессами в данной точке. С учетом коллективного движения электронов это выражение приобретает вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = P + C - L - \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_e).$$

В данном разделе будут рассмотрены различные следствия из него, связанные главным образом с наличием последнего члена в результате амбиполярной диффузии ионосферной плазмы. Как отмечалось в разд. 3.6, амбиполярная диффузия позволяет дать адекватное объяснение основным особенностям поведения ионосферы только на средних и низких широтах, или, точнее говоря, в зоне, ограниченной северным и южным среднеширотными провалами электронной концентрации (разд. 3.6.3,2). Силовые линии геомагнитного поля этой зоны пронизывают плазмосферу. На широте провала и в более высоких широтах ионосфера не находится в диффузионном равновесии, а ветер из провала и полярный ветер выносят ионизацию наружу в отдаленные области магнитосферы. На движение ионосферной плазмы существенное влияние оказывают также движения плазмы в магнитосфере (разд. 6.9). Таким образом, ионосферу можно рассматривать как основание области, занимаемой магнитосферной плазмой. Поэтому в данном разделе невозможно дать полную картину поведения ионосферы. Проблемы связи между ионосферой и магнитосферной плазмой обсуждаются в разд. 6.9 и 6.11, где рассматривается магнитосфера в спокойные периоды.

4.5.2. ИЗУЧЕНИЕ ИОНОСФЕРЫ РАДИОМЕТОДАМИ

Поскольку ионосфера сохраняет практически полную электрическую нейтральность, концентрация электронов должна быть равна сумме концентраций всех положительных ионов. Таким образом, наблюдая распределение электронов, можно наблюдать вариации распределения «ионосферной плазмы».

Вариации электронной концентрации в ионосфере наиболее широко изучены с помощью радиометодов. Примерно с 1920 г. Эпплтон с сотрудниками предприняли широкое изучение распространения радиоволн в ионосфере и развили теорию распространения радиоволн в ионизованном газе (*магнитоионная теория*), основанную на электронной теории Лоренца. Брайт и Тьюв предложили метод импульсного вертикального зондирования, усовершенствованный вариант которого используется почти всеми ионосферными обсерваториями мира.

Электромагнитные волны при распространении в ионизованной среде вызывают смещения заряженных частиц. Распространение этих смещений проще всего описать с помощью диэлектрической проницаемости. Для упрощения не будем вначале учитывать существование геомагнитного поля. Будем также предполагать, что лишь электронная компонента ионизованной среды реагирует на падающую волну. Это предположение достаточно хорошо выполняется для волн с частотами, превышающими несколько мегагерц.

Движение электронов со скоростью $\tilde{\mathbf{v}}_e$ (масса электронов равна m при концентрации n_e) вызывается электрическим полем $\mathbf{E}e^{j\omega t}$ радиоволны:

$$i\omega m \tilde{\mathbf{v}}_e = e\mathbf{E},$$

откуда

$$\tilde{\mathbf{v}}_e = \frac{e}{i\omega m} \mathbf{E} = -\frac{ie}{\omega m} \mathbf{E} = -\frac{e}{\omega^2 m} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}.$$

Подставляя $\tilde{\mathbf{v}}_e$ в одно из уравнений Максвелла

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi e n_e \tilde{\mathbf{v}}_e = \nabla \times \mathbf{B},$$

получаем

$$\left(\frac{1}{c^2} - \frac{4\pi n_e e^2}{\omega^2 m} \right) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{B}.$$

Таким образом в ионизованном газе диэлектрическая проницаемость равна $(1/c^2) - (4\pi n_e e^2/\omega^2 m)$ вместо $1/c^2$. Показатель преломления n и диэлектрическая проницаемость связаны соотношением

$$n^2 = \left(\frac{1}{c^2} - \frac{4\pi n_e e^2}{m\omega^2} \right) c^2.$$

С ростом n_e величина n уменьшается. Для электромагнитной волны с круговой частотой ω , проникающей в ионосферу снизу, наклон волновой нормали по отношению к вертикали (т. е. перпендикуляру к горизонтально стратифицированной ионосфере) определяется законом Снеллиуса $n/n_0 = \sin i_0/\sin i$, где через i обозначен угол падения, а индексом 0 отмечено начальное значение этого угла.

Для волны, распространяющейся вверх от поверхности Земли, $n_0 = 1$; отсюда

$$n = \sin i_0 / \sin i.$$

Следовательно, при заданном i_0 величина i должна возрастать, пока она не достигнет на некоторой высоте значения $\pi/2$. В этой точке происходит отражение волны вниз.

Если волна распространяется вертикально, отражение происходит на высоте, соответствующей

$$n = 0,$$

где

$$n_e = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2 c^2} = 1,24 \cdot 10^4 f^2 \text{ см}^{-3}, \quad (f = \omega/2\pi \text{ в МГц}).$$

Предположим, что радиоволны с несущей частотой f_1 промодулированы по амплитуде для получения коротких импульсов. Эти импульсы будут проникать в ионосферу до высоты, на которой электронная концентрация равна

$$n_e = 1,24 \cdot 10^4 f_1^2 \text{ см}^{-3},$$

а затем будут отражаться обратно к Земле. Располагая каким-либо прибором для измерения времени запаздывания сигнала t_1 , мы получим величину $1/2 ct_1$, которая называется *кажущейся* высотой отражения (здесь $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с). Если увеличить несущую частоту с f_1 до f_2 , импульс проникнет до более высокого уровня, где значение электронной концентрации n_e выше и равно $1,24 \cdot 10^4 f_2^2$; время запаздывания t_2 больше, чем t_1 , и кажущаяся высота в этом случае также возрастает. Если электронная концентрация в ионосфере имеет на некоторой высоте максимальное значение n_{em} , то волна частоты $f^0 = \sqrt{n_{em}/1,24 \cdot 10^4}$ достигнет этой высоты и отразится назад к Земле. Для частот, превышающих f^0 , показатель преломления нигде не обращается в нуль, так что волна проникает сквозь ионосферу и уходит в космическое пространство. При этом время запаздывания и кажущаяся высота равны бесконечности. Таким образом, излучая радиоволны различных частот, можно получить распределение электронной концентрации как функцию кажущейся или действительной высоты. Частота f^0 называется *критической*. Геомагнитное поле делает ионосферу двоякопреломляющей, радиоволна расщепляется на две компоненты, называемые *обыкновенной* и *необыкновенной* волнами. Однако рассмотренные выше закономерности остаются в силе для обыкновенной волны.

Описанный принцип широко используется для изучения распределения электронной концентрации в ионосфере. Прибор, предназначенный для этой цели, называется ионозондом. Он состоит из пе-

редатчика, излучающего вертикально вверх последовательность коротких радиопульсов, и приемника, регистрирующего импульсы, отраженные от ионосферы. Простейшие устройства такого типа записывают действующую высоту h' как функцию частоты f . Записи, получаемые с помощью ионозондов, называются ионограммами. На рис. 4.36,а схематически показана типичная ионограмма, на которой кривая $h'—f$ состоит по крайней мере из двух участков, обозначенных символами E и $F2$. С помощью соответствующего преобразования из кривой $h'—f$ получают распределение электронной концентрации как функцию истинной высоты. На рис. 4.36,б показан пример суточной вариации f^0F2 , $h'F2$, f^0F1 , $h'F1$, f^0E , $h'E$ и f_{min} . Последняя величина является мерой поглощения, испытываемого радиоволнами.

К сожалению, наземные ионозонды не позволяют зондировать распределение электронной концентрации выше максимума $F2$. Однако ионозонд, установленный на искусственном спутнике Земли («внешний» зонд), снимает ионограммы, из которых можно найти распределение электронной концентрации между спутником и максимумом $F2$. Таким образом удастся получить профиль электронной концентрации до высоты полета спутника (рис. 4.37). Другим методом, позволяющим определить электронную концентрацию выше максимума $F2$, является метод некогерентного рассеяния (разд. 3.6.3.,ж).

Давно известно, что изменение критической частоты в области E (f^0E) следует изменению солнечного зенитного угла χ :

$$f^0E \sim (\cos \chi)^{1/4}.$$

Следовательно, максимальная электронная концентрация n_{em} в области E меняется по закону

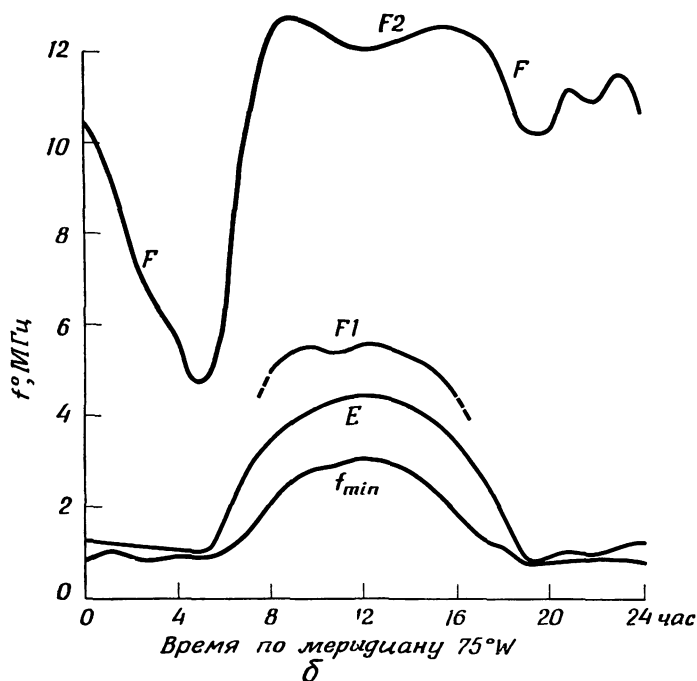
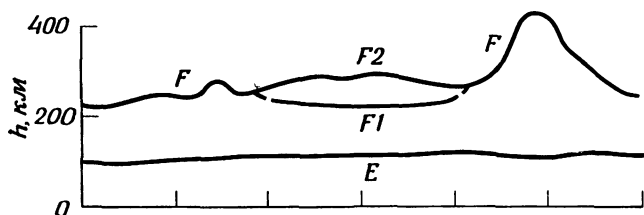
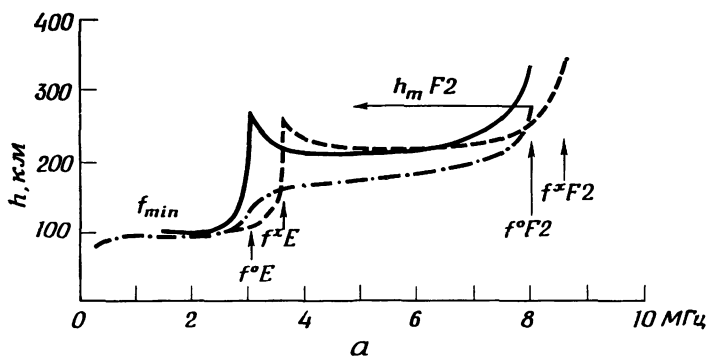
$$n_{em} \sim \sqrt{\cos \chi},$$

что позволяет представить уравнение для n_{em} в виде

$$\frac{dn_{em}}{dt} = (P + C) - \alpha_{эфф} n_{em}^2 \approx 0.$$

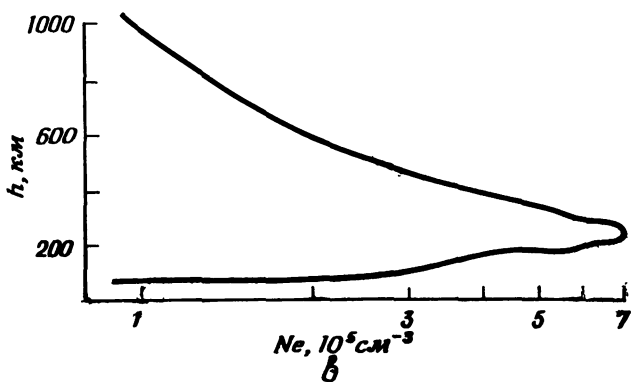
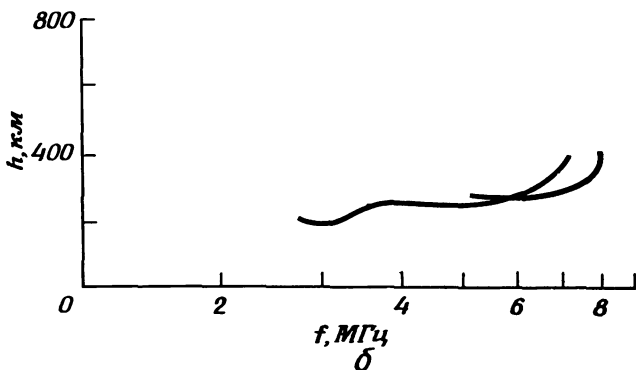
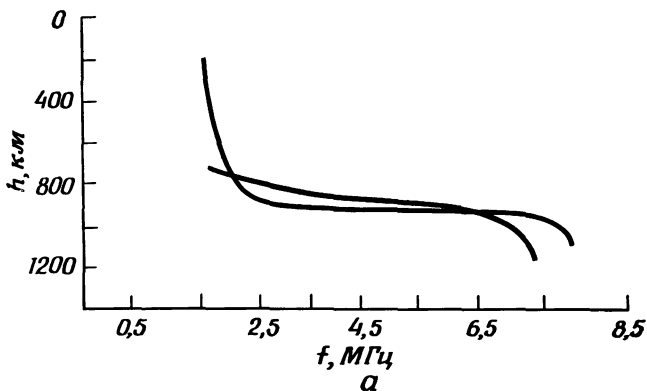
Максимальная скорость ионообразования составляет около $3 \cdot 10^3$ см⁻³·с⁻¹ (разд. 3.2.2), а $n_{em} \approx 10^6$ см⁻³, откуда эффективный коэффициент рекомбинации $\alpha_{эфф} = 3 \cdot 10^{-7}$ с⁻¹. Того же порядка и коэффициенты диссоциативной рекомбинации ионов N_2^+ и O_2^+ с электронами. На рис. 4.38 показано глобальное распределение f^0E . Критическая частота f^0E испытывает систематические вариации в соответствии с циклом солнечной активности. Изменения f^0E и $n_{em}E$, обусловленные циклом солнечных пятен, определяются выражениями [311]

$$f^0E = 3,3 [(1 + 0,008R) \cos \chi]^{1/4} \text{ МГц},$$

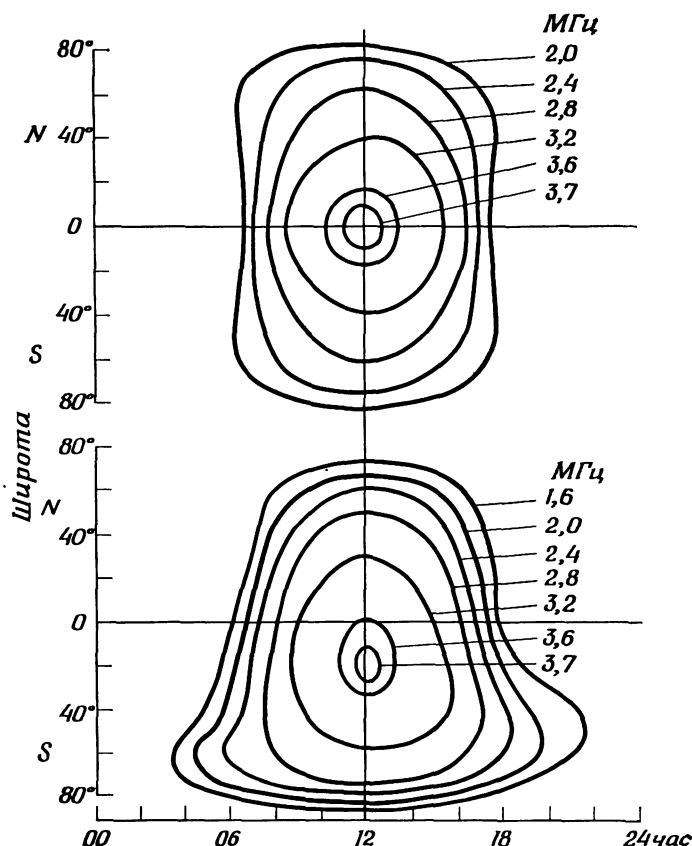


Р и с. 4.36. *а* — идеализированная ионограмма, которая отражает только существование слоев *E* и *F2*. Сплошная кривая обусловлена отражением обыкновенной волны. С помощью соответствующего преобразования можно получить истинное распределение электронной концентрации (штрих-пунктирная кривая). По [291, 292].

б — пример суточной вариации различных параметров ионосферы; записи получены с помощью ионозонда в Уанкайо (Перу) в марте 1938 г.



Р и с. 4.37. Пример ионограмм, полученных одновременно на борту спутника (а) над Оттавой, и на поверхности Земли (б) в Оттаве, в 13 ч 53 мин UT 18 октября 1962 г. в — распределение электронной концентрации, рассчитанное по этим ионограммам. По [282].

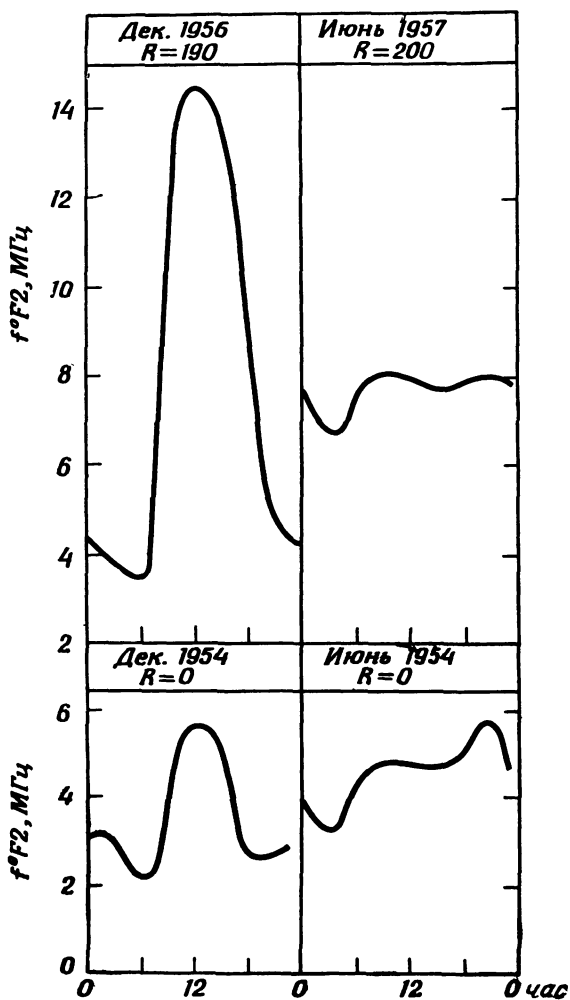


Р и с. 4.38. Планетарное распределение f_oE в период равноденствий и зимние месяцы северного полушария.

$$n_{em}E = 1,35 \cdot 10^5 [(1 + 0,008R) \cos \chi]^{1/2} \text{ см}^{-3},$$

где через R обозначены цюрихские числа Вольфа. Такое изменение вызывается вариациями интенсивности рентгеновского и ультрафиолетового излучений Солнца в течение 11-летнего цикла солнечной активности.

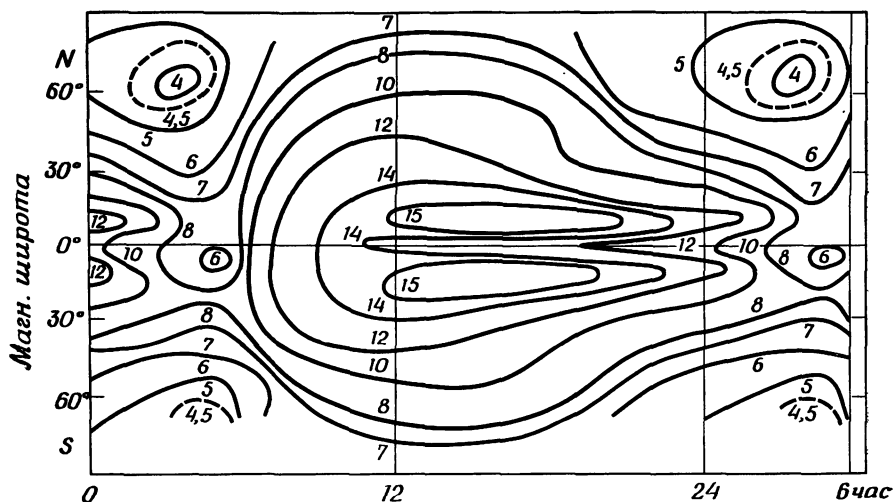
В области E или вблизи ее верхней или нижней границ часто появляется дополнительная иррегулярная избыточная ионизация, максимальная электронная концентрация в которой не следует приведенной выше закономерности. Это ионизованное образование может представлять собой толстый слой с весьма высокой концентрацией или скопление отдельных ионизованных облаков; обе эти



Р и с. 4.39. Суточные вариации f^oF2 в Слоу зимой и летом, в годы максимума и минимума солнечной активности. По [294].

формы носят название *спорадического слоя E* и обозначаются E_s . Однако было замечено, что отражения от E_s не всегда обусловлены высокими значениями электронной концентрации; они могут быть вызваны резким градиентом электронной концентрации, не столько отражающим, сколько рассеивающим радиоволны.

Над областью E находится обширная область F ионосферы. Она простирается от верхней границы области E (150 км) до высоты



Р и с. 4.40. Планетарное распределение f^oF2 (в МГц) в период равноденствия в 1947 г., который был годом максимума солнечной активности. По [275].

500 км и более. Ее можно разделить на две части: область $F1$, лежащую между 150 и 200 км, и область $F2$ — выше 200 км (разд. 3.5).

Основными частицами, подвергающимися фотоионизации в области F , являются молекулы азота и атомы кислорода. Рождение электронов, обусловленное фотоионизацией, достигает максимума в нижней части области F (150—200 км; $F1$), а затем медленно падает с увеличением высоты; см. разд. 3.2.2. Однако максимум электронной концентрации расположен не на высотах, где скорость ионизации максимальная, а значительно выше. Образование этой области, в которой электронная концентрация достигает наибольшего значения в ионосфере, а именно области $F2$, не связано с наличием независимого источника ионизации; она является лишь верхней частью ионизованной области $F1$ и формируется, в частности, благодаря быстрому уменьшению скорости потерь электронов над областью $F1$.

Максимальная электронная концентрация в области $F1$ имеет тенденцию следовать закону $\sqrt{\cos \chi}$. Это отчетливо показывает суточная вариация критической частоты f^oF1 (рис. 4.3.6,б). Однако суточная вариация f^oF2 не обнаруживает подобной простой зависимости от солнечного зенитного угла. Это видно из рис. 4.36,б: вместо простого изменения пропорционально $\sqrt{\cos \chi}$ суточная вариация f^oF2 имеет значительное «провисание» в полуденные часы. Сезонная

вариация также не следует закону $\sqrt{\cos \chi}$, особенно на высоких широтах. Максимальная электронная концентрация в зимние месяцы может быть значительно выше, чем в летние (рис. 4.39). Распределение f^oF2 по земному шару (рис. 4.40) выглядит значительно сложнее, чем распределение f^oE .

4.5.3. АМБИПОЛЯРНАЯ ДИФФУЗИЯ

Благодаря существенным отклонениям от закона $\sqrt{\cos \chi}$ поведение области $F2$ привлекло внимание многих физиков, занимающихся изучением ионосферы.

Одной из наиболее важных причин коллективного движения электронов со скоростью v_e является диффузия. Однако это не просто диффузия электронов. Подвижность электронов почти в 100 раз превышает подвижность положительных ионов. Незначительное смещение электронов относительно положительных ионов немедленно приводит к возникновению электрического поля, так что электроны не могут совершать диффузионное движение независимо от положительных ионов. Результирующее движение называется *амбиполярной диффузией* и характеризуется тем, что электроны и ионы диффундируют совместно с коэффициентом диффузии, который в 50 раз меньше, чем для одних электронов (или в 2 раза больше, чем для одних ионов). Кроме того, на диффузионное движение положительных ионов и электронов сильно влияет магнитное поле Земли. Скорость амбиполярной диффузии можно получить сложением уравнений движения для положительных ионов и электронов (разд. 4.4.1, в), положив

$$v_i = v_e = v_p \quad \text{и} \quad v_n = 0.$$

Тогда

$$0 = m_i g - \frac{1}{n_e} \nabla (2n_e k T_p) - (m_i v_{in} + m_e v_{en}) v_p.$$

Здесь рассматриваются только стационарные условия и T_p принято равным $\frac{1}{2}(T_i + T_e)$. Поскольку в ионосфере $m_i v_{in} \gg m_e v_{en}$, получаем для скорости диффузии v_p выражение

$$v_p = -D_a \left(\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dh} + \frac{1}{2H_i} \right),$$

где h —высота, D_a —коэффициент амбиполярной диффузии, равный

$$\left(\frac{2kT_p}{m_i v_{in}} \right), \quad H_i = \frac{kT_i}{m_i g}.$$

Принято выражать коэффициент диффузии в виде

$$D_a = D_0 e^z = b/n_0 e^{-z},$$

поскольку D обратно пропорционально v_{in} , а v_{in} пропорционально плотности нейтральных частиц в воздухе; последнюю можно представить в виде $n_n \sim n_0 e^{-z}$, где $z = (h - h_0)/H_i$. Используя приведенные выше соотношения, Ферраро [233] получил

$$\begin{aligned} -\nabla(n_e v_p) &= -\frac{1}{H_i} \partial(n_e v_p)/\partial z = D_a \vartheta n_e = \\ &= \frac{D_0 e^{-z}}{H_i^2} \left(\frac{d^2 n_e}{dz^2} + \frac{3}{2} \frac{dn_e}{dz} + \frac{n_e}{2} \right), \end{aligned}$$

где ϑ — дифференциальный оператор вида

$$\vartheta = \frac{1}{H_i^2} \left(\frac{d^2}{dz^2} + \frac{3}{2} \frac{d}{dz} + \frac{1}{2} \right),$$

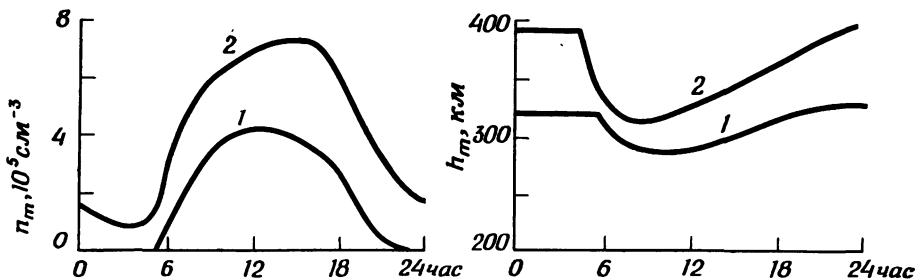
$\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ и $H_i = \text{const}$. Таким образом, уравнение неразрывности приобретает вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (P + C) - L + D_a \vartheta n_e.$$

Если принять во внимание наличие геомагнитного поля, то коэффициент диффузии следует умножить на $\sin^2 I$ (где I — магнитное наклонение), поскольку амбиполярная диффузия происходит преимущественно вдоль направления геомагнитного поля.

Задача заключается в решении уравнения относительно n_e при подходящей совокупности параметров. Ришбет [290] получил решение этого уравнения с помощью аналогового компьютера, сконструированного специально для этой цели. Параметры, использованные в одной из расчетных моделей, были таковы:

отношение шкал высот атмосфер	
H_O/H_{N_2}	1,75
коэффициент $\lambda = \beta/n(N_2)$	10^{-12} см ³ /с
температура в верхней части области F	1250 К
параметр диффузии b { (1)	$7,8 \cdot (10^{17} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1/2})$
(2)	0,78
высота максимального ионообразования в полдень	200 км
максимальная скорость ионообразования в полдень для $\chi = 52^\circ$	$400 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$
скорость ионообразования P_0 для $\chi = 0^\circ$	$600 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$
падающий поток излучения I_∞	$2,6 \cdot (10^{10} \text{ фотонов}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}))$



Р и с. 4.41. Расчетные суточные вариации максимальной электронной концентрации и высоты максимума. Рассмотрены два различных значения коэффициента диффузии (кривые 1 и 2). По [290].

Результаты расчета показаны на рис. 4.41; модель (2) неплохо отражает поведение слоя F_2 в средних широтах.

Другим примером амбиполярной диффузии в верхней атмосфере является поведение ионных облаков, возникающих вдоль траекторий движения метеоров [255]. В отсутствие однородного магнитного поля скорости ионов и электронов в облаке определяются выражениями

$$\mathbf{v}_i = - \frac{D_i}{n_i} \nabla n_i + K_i \mathbf{E},$$

$$\mathbf{v}_e = - \frac{D_e}{n_e} \nabla n_e - K_e \mathbf{E},$$

где D и K — коэффициенты диффузии и подвижности. С учетом квазинейтральности плазмы $n_i \approx n_e$ получаем

$$\mathbf{v} = - \frac{D}{n_e} \nabla n_e,$$

где коэффициент амбиполярной диффузии D определяется выражением

$$D = \frac{K_e D_i + K_i D_e}{K_e + K_i} \approx D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) = 2D_i, \text{ если } T_e = T_i.$$

Соответственно уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D \nabla^2 n_e.$$

При наличии однородного магнитного поля (в направлении оси z декартовых координат) коэффициенты диффузии и подвижности выражаются в тензорной форме:

$$D_i = \begin{pmatrix} D_{T_i} & D_{H_i} & 0 \\ -D_{H_i} & D_{T_i} & 0 \\ 0 & 0 & D_i \end{pmatrix}, \quad D_e = \begin{pmatrix} D_{T_e} & -D_{H_e} & 0 \\ D_{H_e} & D_{T_e} & 0 \\ 0 & 0 & D_e \end{pmatrix},$$

$$K_i = \begin{pmatrix} K_{T_i} & K_{H_i} & 0 \\ -K_{H_i} & K_{T_i} & 0 \\ 0 & 0 & K_i \end{pmatrix}, \quad K_e = \begin{pmatrix} K_{T_e} & -K_{H_e} & 0 \\ K_{H_e} & K_{T_e} & 0 \\ 0 & 0 & K_e \end{pmatrix},$$

где продольные (вдоль оси z) коэффициенты такие же, как и в отсутствие магнитного поля, а поперечные и холловские коэффициенты связаны с продольными следующими соотношениями:

$$D_T = \frac{v^2}{v^2 + \omega^2} D, \quad D_H = \frac{v\omega}{v^2 + \omega^2} D.$$

Здесь $\omega = \frac{|e|B}{m}$.

Соответственно уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \bar{D}_T \left(\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n_e}{\partial y^2} \right) + D \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2},$$

$$\bar{D}_T = \frac{K_{T_e} D_{T_i} + K_{T_i} D_{T_e}}{K_{T_e} + K_{T_i}}.$$

На высотах ниже 95 км $D_T \approx 2D_{T_i}$, однако на больших высотах $D_T \approx 2D_{T_e}$. На рис. 4.42 показаны зависимости коэффициентов диффузии от высоты.

4.5.4. ВЛИЯНИЕ ДРЕЙФА В НАПРАВЛЕНИИ ($\mathbf{E} \times \mathbf{V}$) И ВЕТРОВ

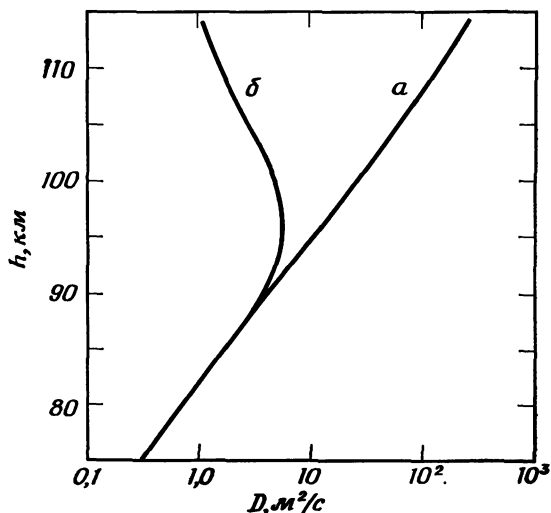
Движения атмосферы на ионосферных высотах приводят к эффекту атмосферного динамо. При этом одновременно возникает электростатическое поле \mathbf{E} , которое также является важным фактором, приводящим в движение со скоростью v_E заряженные частицы в верхней части области F :

$$v_E = \mathbf{E} \times \mathbf{V} / B^2;$$

вертикальная компонента этого движения равна

$$(v_E)_h = E_y / B \cos I.$$

Как ионы, так и электроны увлекаются в совместное циркуляционное и приливное движение со скоростью \mathbf{u} , особенно в нижней



Р и с. 4.42. Зависимость коэффициентов диффузии от высоты, a — коэффициент амбиполярной диффузии $2D_i$ в отсутствие магнитного поля. b — коэффициент диффузии в направлении, перпендикулярном к магнитному полю ($\approx 2D_{Te}$), при нулевом градиенте плотности вдоль поля, на высотах, превышающих 95 км. По [255].

ионосфере, где частота соударений заряженных частиц с нейтральными велика. Это увлечение движущимся воздухом сообщает ионно-электронному газу скорость

$$\mathbf{v}_A = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} / B^2,$$

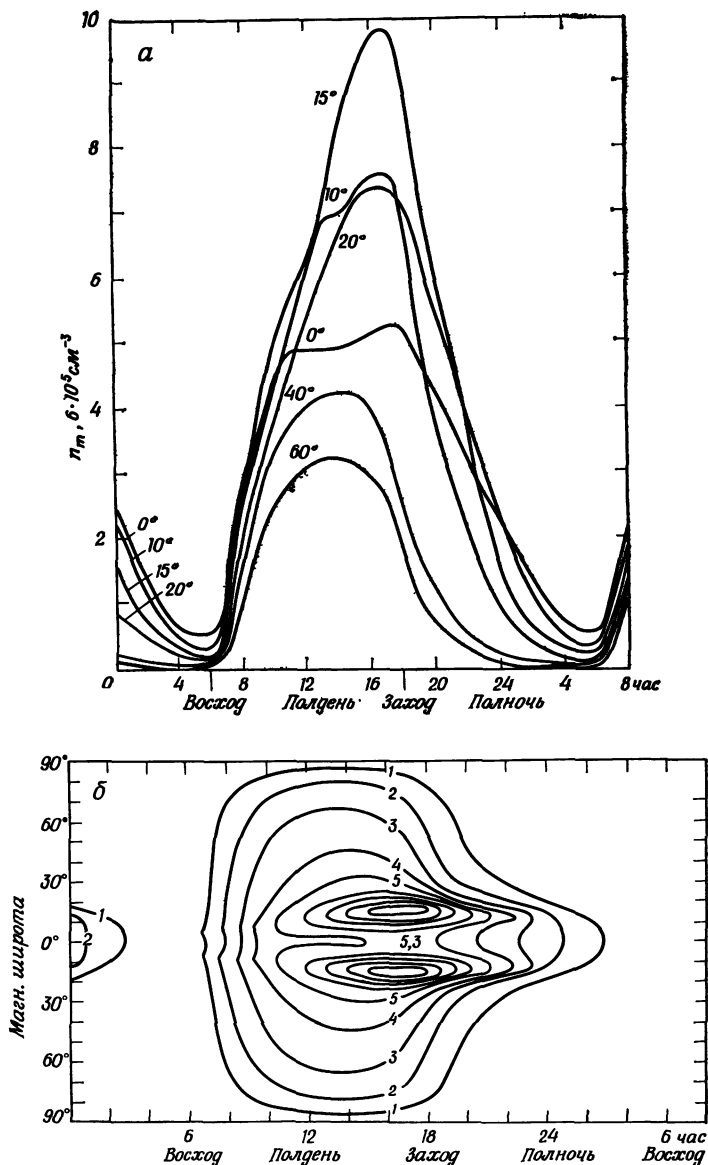
вертикальная компонента которой равна

$$(v_A)_h = u_x \cos I \sin I.$$

Бакстер и Кендал [215] включили в рассмотрение не только амбиполярную диффузию параллельно \mathbf{B} , но также дрейфовое движение $(\mathbf{E} \times \mathbf{B})$ ионосферной плазмы (в направлении, перпендикулярном как \mathbf{E} , так и \mathbf{B}) под действием атмосферного динамо. Если обозначить скорости этих движений соответственно \mathbf{v}_{\parallel} и \mathbf{v}_{\perp} , то уравнение неразрывности приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} &= (P + C) - L - \nabla \cdot n \mathbf{v}_{\parallel} - \nabla \cdot n \mathbf{v}_{\perp} = \\ &= (P + C) - L + D_a \vartheta_{\parallel} n_e - (v_E)_h \vartheta_{\perp} n_e. \end{aligned}$$

Третий член в правой части этого уравнения отражает эффект амбиполярной диффузии и рассматривается так, как это было сделано



Р и с. 4.43. а — суточные вариации максимальной электронной концентрации на различных широтах. б — расчетное планетарное распределение значений максимальной электронной концентрации. На обоих рисунках единицей измерения электронной концентрации служит величина $6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. По [215].

выше. Последний член возникает из меридиональной компоненты дрейфового движения ($\mathbf{E} \times \mathbf{V}$); с подробным выражением для члена $\partial_{\perp} n_e$ можно познакомиться в работе [213]. Электрическое поле \mathbf{E} порождается атмосферным динамо (разд. 4.4.2, б). Бакстер и Кендал предположили, что вертикальная компонента дрейфового движения ($\mathbf{E} \times \mathbf{V}$) постоянна по высоте и синусоидально изменяется во времени. Некоторые из полученных ими результатов приведены на рис. 4.43, а и б. Их модель в целом правильно отражает характерные особенности электронной концентрации в максимуме $F2$. В частности, рис. 4.43, б очень похож на рис. 4.40.

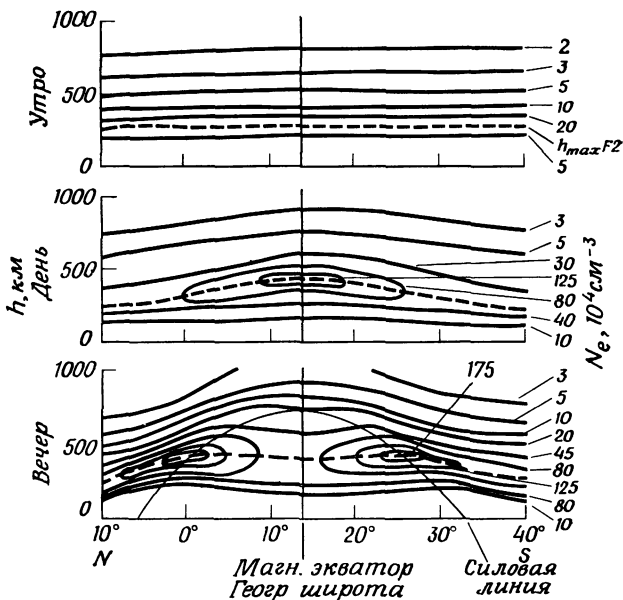
Существование заметного провала электронной концентрации в максимуме $F2$ вблизи магнитного экватора обсуждалось многими авторами [236, 248, 260]. Мартин [167] предположил, что направленное на восток электрическое поле (которое является основной причиной возникновения экваториальной электроструи) порождает дрейфовое движение вверх заряженных частиц в ионосфере вблизи магнитного экватора; поднявшись вверх, частицы затем спускаются вниз вдоль силовых линий поля, поэтому такое движение получило название *фонтан-эффекта*. Совместные наблюдения с помощью наземных и спутниковых ионозондов позволили выяснить распределение электронной концентрации на магнитном экваторе и вблизи него (рис. 4.44); по обеим сторонам провала была обнаружена значительная концентрация электронов, что подтверждает гипотезу фонтан-эффекта. Два пояса с повышенной электронной концентрацией по обеим сторонам от магнитного экватора совпадают с зонами тропических красных дуг (разд. 3.7).

Кендал [257] и Хансон и Моффет [237] предложили следующую формулу для дивергентного члена уравнения непрерывности:

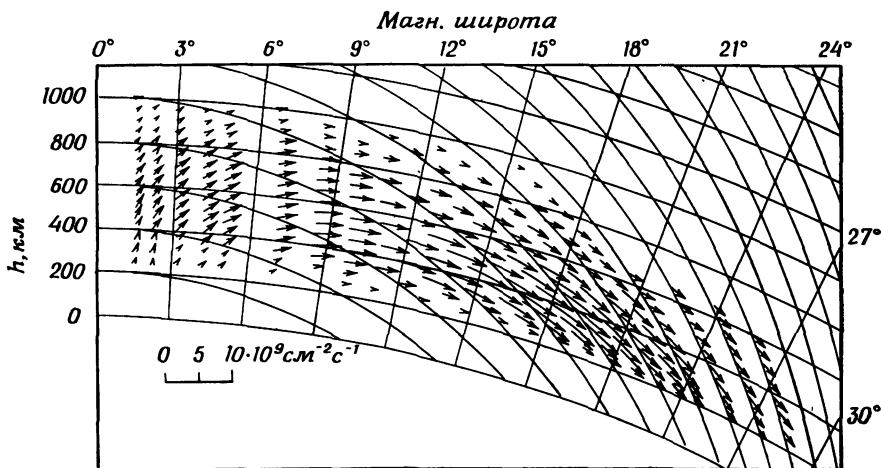
$$\nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_e) = -D_a \partial_{\parallel} n_e + (v_E)_h \partial_{\perp} n_e + \partial_z n_e$$

В этой формуле первый член отражает амбиполярную диффузию, второй член — дрейф ($\mathbf{E} \times \mathbf{V}$) и, наконец, последний член — влияние нейтрального ветра. С помощью этого представления они исследовали движение электронов вблизи магнитного экватора. Их результаты, приведенные на рис. 4.45, наглядно демонстрируют фонтан-эффект.

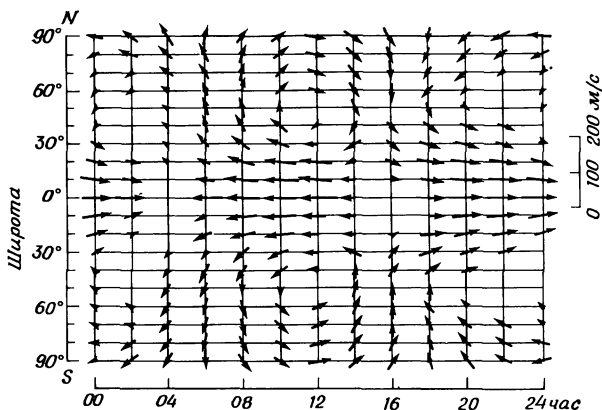
В [215, 237] рассмотрена только меридиональная компонента электронного потока. Однако, как упоминалось выше (разд. 4.4.2, в), направленное на восток электрическое поле создает вторичное вертикальное электрическое поле, которое может вызвать восточно-западный дрейф ($\mathbf{E} \times \mathbf{V}$) в области F . На рис. 4.46 показана горизонтальная компонента дрейфа ($\mathbf{E} \times \mathbf{V}$), полученная Маэда на основе суточных магнитных вариаций. Для того чтобы в полной мере понять свойства области $F2$, необходимо дальнейшее широкое изучение движения ионизованной компоненты ионосферы.



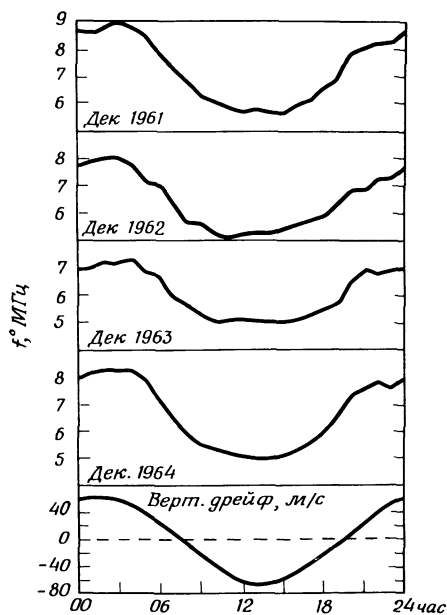
Р и с. 4.44. Идеализированное распределение электронной концентрации на низких и средних широтах в различные время суток, основанное на спутниковых измерениях Локвуда и Нелмса и наземных измерениях Райта. По [206].



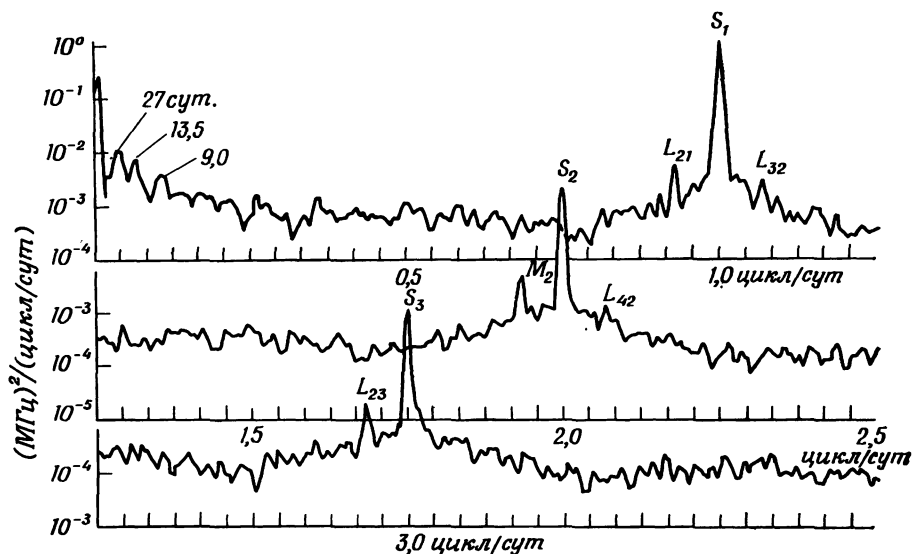
Р и с. 4.45. Меридиональное движение электронов в ионосфере вблизи магнитного экватора, или так называемый фонтан-эффект. По [237].



Р и с. 4.46. Горизонтальное дрейфовое движение ионизированной компоненты в области F под действием индуцированного электрического динамо-поля. По [269].



Р и с. 4.47. Суточные вариации медианных значений $f^{\circ}F2$ по наблюдениям в Порт-Локрой в декабре для четырех различных лет и вариация вертикальной компоненты дрейфовой скорости в ионосфере, обусловленная системой атмосферных ветров. По [266].



Р и с. 4.48. Результаты спектрального анализа вариаций f^0F2 в Уанкайо, Перу, за период июль 1957 г.— декабрь 1959 г. По оси абсцисс отложены частоты в колебаниях за сутки, а по оси ординат — плотность энергии на данной частоте. По [302].

В разд. 4.2.4,б мы рассмотрели систему ветров, обусловленную вздутием термосферы. Был сделан вывод о существовании интенсивного воздушного течения через полярную шапку из освещенного Солнцем полушария в неосвещенное. Поскольку силовые линии геомагнитного поля наклонены по отношению к ионосферному слою, за исключением очень высоких широт, вектор скорости воздушного течения имеет компоненту вдоль \mathbf{V} , которая заставляет заряженные частицы двигаться вдоль \mathbf{V} . Компонента ветра, направленная к полюсу, заставляет заряженные частицы на дневной стороне ионосферы двигаться вниз, где коэффициент потерь велик. Поэтому максимальная электронная концентрация в области F2 (или f^0F2) уменьшается. Кол и Кинг [266] предположили, что подобный механизм приводит к довольно пологой суточной вариации f^0F2 в средних широтах. На рис. 4.47 показаны среднемесячные суточные вариации f^0F2 в Порт-Локрой и суточная вариация вертикального движения ионизированной компоненты ионосферы. Обширный спад f^0F2 в дневное время, по-видимому, тесно связан с таким движением заряженных частиц вертикально вниз.

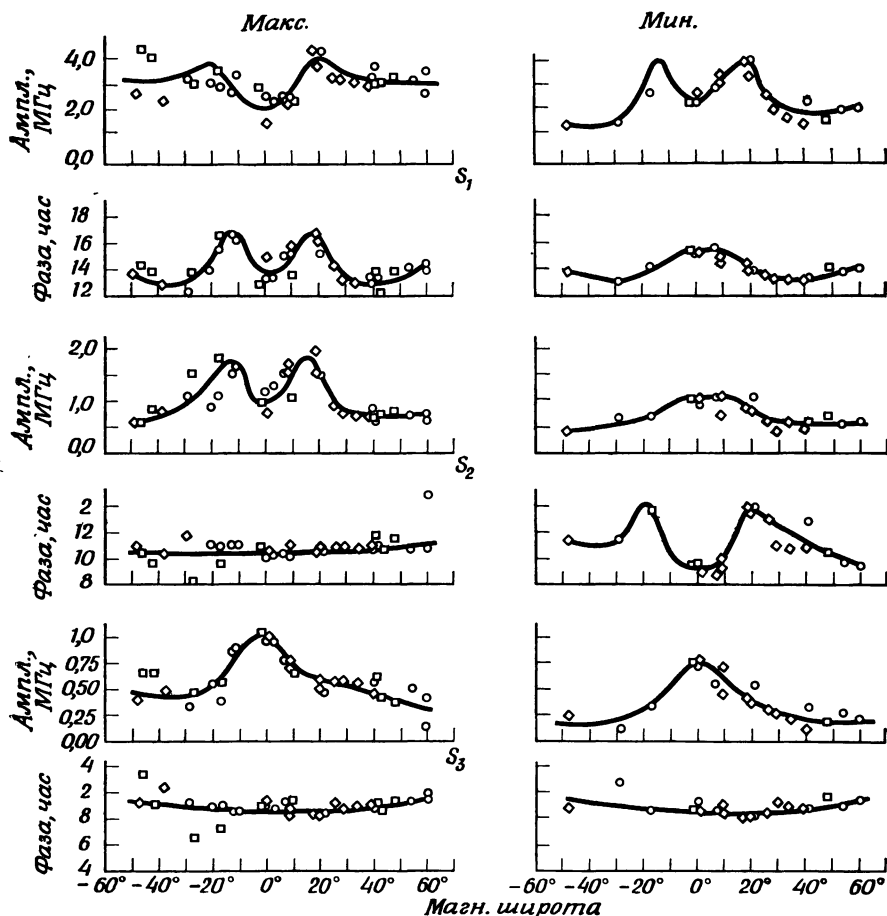
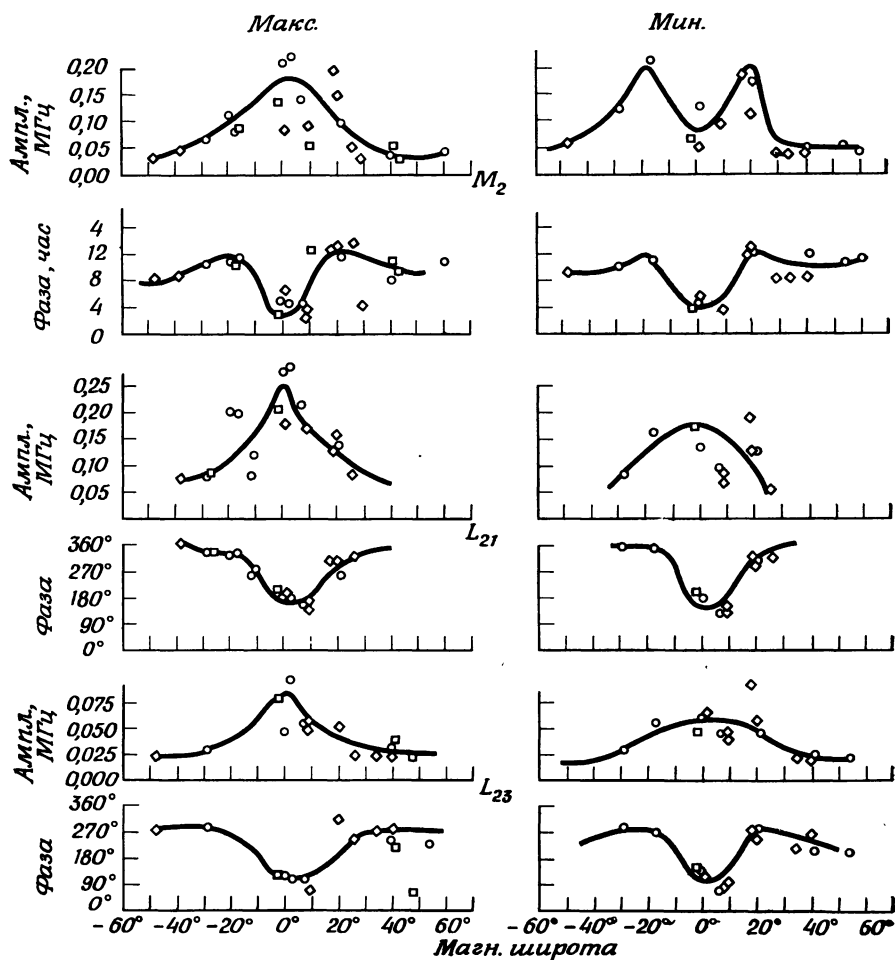


Рис. 4.19 Амплитуда и фаза солнечно-суточной (S_1), полусуточной (S_2) и за одну треть суток (S_3) приливных вариаций f^oF_2 в периоды максимума и минимума солнечной активности. Круги — долготы Америки, квадраты — Европы и Африки, ромбы — Японии. По [302].

4.5.5. ПРИЛИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОБЛАСТИ F_2

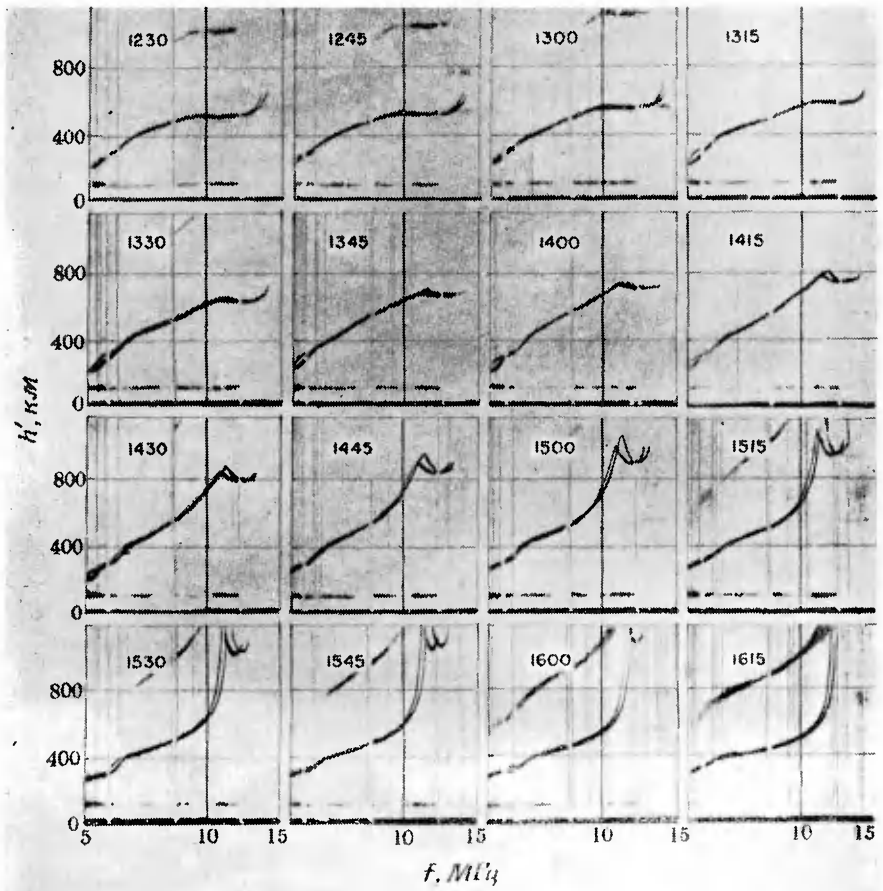
Приливные движения верхней атмосферы играют важную роль в перераспределении ионосферной плазмы, особенно в области F_2 , где время жизни электронов велико. После пионерских работ Мартина [270—273] появилось много работ, посвященных приливному эффектам в ионосфере; см. недавний обзор [276]. На основании оценок, приведенных в разд. 4.5.4, можно предположить, что наблюдаемые приливные эффекты в ионосфере обусловлены сложным сов-



Р и с. 4.50. Амплитуда и фаза лунно-суточных приливных (M_2) и лунно-солнечных (L_{21} и L_{23}) колебаний $f^o F2$ в периоды максимума и минимума солнечной активности. По [302].

местным влиянием дрейфового движения ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$) и движений, связанных с увлечением заряженных частиц нейтральными приливными ветрами.

На рис. 4.48 приведены результаты спектрального анализа вариаций $f^o F2$ в Уанкайо (Перу), выполненного в [302]. Наиболее заметна солнечно-суточная компонента (S_1) с частотой 1,000 колебания в сутки, обнаруживаются также полусуточная компонента



Р и с. 4.51. «Расслоение» слоя F_2 над Уанкайо 9 января 1949 г. под влиянием лунного прилива.

S_2 (2,000 колебания в сутки) и компонента S_3 (3,000 колебания в сутки). Удаётся идентифицировать также лунную полусуточную компоненту (M_2) с частотой 1,9336 колебания в сутки. Лунно-суточную компоненту (M_1) с частотой 0,9668 колебания в сутки не удаётся выделить из-за ее близости к S_1 . Заметны также максимумы L_{21} , L_{23} , L_{32} и L_{42} . Первые два из них с частотами 0,9336 и 2,9336 колебания в сутки соответствуют разности и сумме частот M_2 и S_1 . Также L_{32} и L_{42} представляют собой разностные частоты S_3 и M_2 .

На рис. 4.49 показаны зависимости амплитуды и фазы S_1 , S_2 и S_3 во время максимума и минимума солнечной активности от магнит-

ной широты, а на рис. 4.50 — такие же зависимости для M_2 , L_{21} и L_{23} . И S_1 и S_2 имеют максимальные амплитуды вблизи двух поясов высокой электронной концентрации, расположенных параллельно магнитному экватору (разд. 4.5.2). Таким образом, весьма вероятно, что происхождение этих поясов тесно связано с приливными эффектами. На рис. 4.51 представлена серия ионограмм, показывающая развитие «расслоения» слоя F_2 под действием лунного прилива по наблюдениям в Уанкайо 9 января 1949 г.

4.5.6. ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ И ПЕРЕМЕЩАЮЩИЕСЯ ВОЗМУЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ХАРАКТЕРА

В горизонтально стратифицированной атмосфере без учета вращения Земли уравнения движения, приведенные в разд. 4.1.1, можно представить в следующей форме

$$\begin{aligned}\rho \frac{\partial u}{\partial t} &= -\partial p / \partial x, \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t} &= -\partial p / \partial y, \\ \rho \frac{\partial w}{\partial t} &= -\partial p / \partial z - \rho g.\end{aligned}$$

Если искать решение в виде плоской волны типа

$$\exp(z/2H) \exp i(\omega t - k_x x - k_y y - K_z z),$$

то дисперсионное уравнение принимает вид

$$\omega^4 - \omega^2 s^2 (k_h^2 + k_z^2) + (\gamma - 1) g^2 k_h^2 - \gamma^2 g^2 \omega^2 / 4s^2 = 0,$$

где s — скорость звука, H — шкала высот и

$$k_h^2 = k_x^2 + k_y^2 \text{ и } K_z = k_z + i\gamma g / 2s^2 = k_z + i/2H.$$

В этих условиях возможно распространение волн двух различных типов:

акустических волн с частотами $\omega > \omega_a \equiv \gamma g / 2s$,

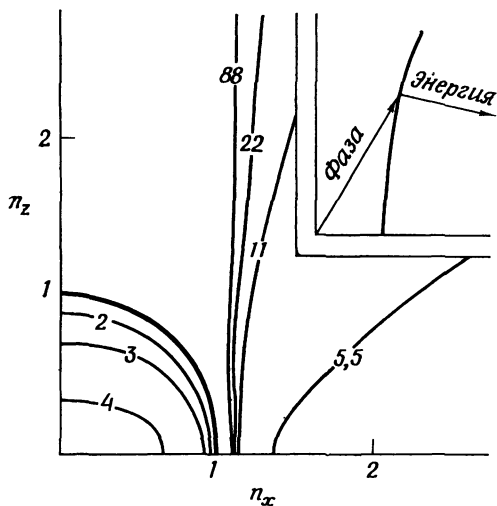
внутренних гравитационных волн с частотами $\omega < \omega_g \equiv \sqrt{\gamma - 1} g / s$.

Для высот метеоров можно принять

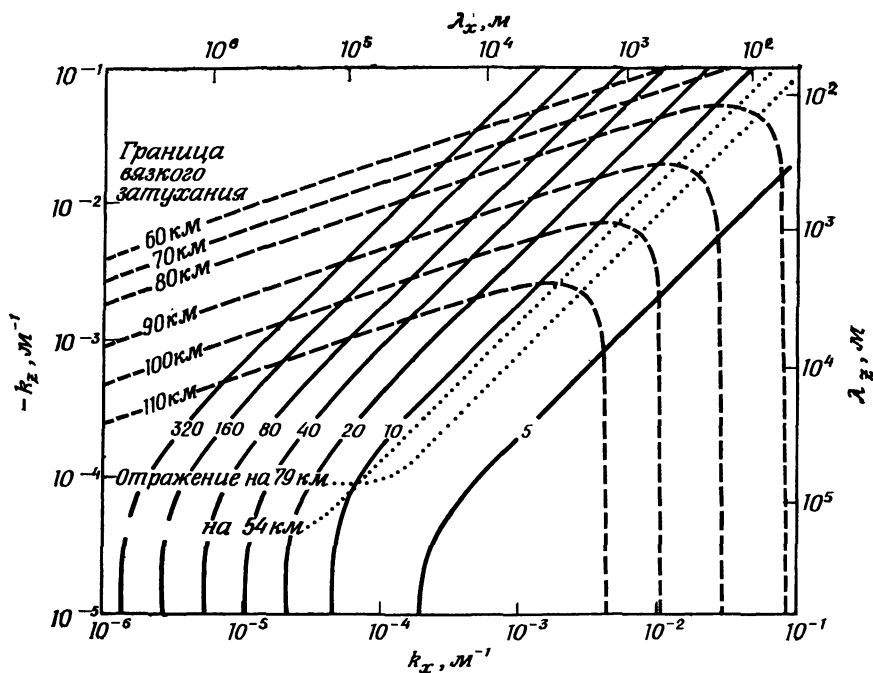
$$\begin{aligned}s &= 280 \text{ м/с}, & H &= 6,0 \text{ км}, & \tau_a &= 2\pi / \omega_a = 4,4 \text{ мин}, \\ & & & & \tau_g &= 2\pi / \omega_g = 4,9 \text{ мин}.\end{aligned}$$

Условия распространения упомянутых волн отражены на рис. 4.52, где введен «показатель преломления», равный отношению скорости звука к фазовой скорости:

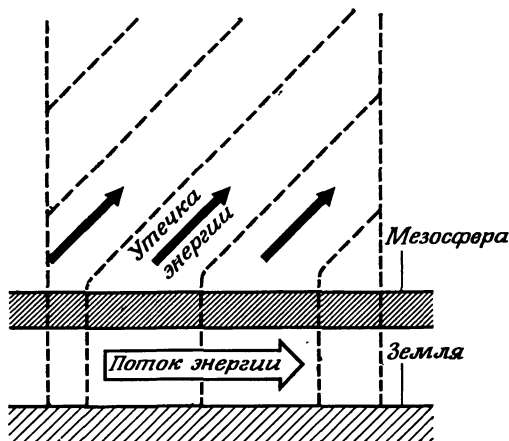
$$n_x = \frac{k_x s}{\omega}, \quad n_z = \frac{k_z s}{\omega}.$$



Р и с. 4.52. Зависимость показателя преломления (его величина определяется длиной радиуса, проведенного из начала координат) от угла наклона фазовой нормали к горизонту и периода волны (в минутах). По [240].



Р и с. 4.53. Соотношение между $-k_z$ и k_x или между λ_x и λ_z для внутренних гравитационных волн на высотах метеоров. По [240].



Р и с. 4.54. Схематическая диаграмма, иллюстрирующая удержание энергии внутренних гравитационных волн ниже мезопаузы и малые утечки энергии на более высокие уровни. По [244].

Хайнс [240] показал, что в плоскости $n_x - n_z$ два типа волн отделены друг от друга кривой $n = (n_x^2 + n_z^2)^{1/2} = 1$. Для акустических волн линии постоянных периодов τ (которые выражены в минутах и нанесены на кривые) лежат внутри этой кривой, а для внутренних гравитационных волн — за ее пределами. Таким образом, акустические волны распространяются с фазовыми скоростями, превышающими s , а внутренние гравитационные волны — с фазовыми скоростями, меньшими s . На рис. 4.52 фаза волн, распространяющихся под углом θ к горизонту, изменяется в направлении θ , причем это изменение фазы определяется волновым числом $k = k_x \cos \theta + k_z \sin \theta = (k_x^2 + k_z^2)^{1/2}$; фазовая скорость в направлении θ (см. врезку на рис. 4.52) определяется выражением

$$\omega/k = \omega/(k_x^2 + k_z^2)^{1/2} = s/n.$$

Групповая скорость направлена по нормали к линиям $\tau = \text{const}$.

На рис. 4.53 показано соотношение между $-k_z$ и k_x (в м^{-1}) или между длинами волн λ_x и λ_z (в метрах) на метеорных высотах для внутренних гравитационных волн с учетом вязкой диссипации. Границы возможного спектра, обусловленные вязким затуханием, показаны штриховыми линиями для высот 60; 70; 80; 90; 100 и 110 км. Моды, расположенные выше и правее этих линий, сильно затухают. Таким образом, с увеличением высоты количество возможных мод существенно уменьшается. На рисунке нанесены также две пунктирные кривые с обозначениями высот: 54 и 79 км. Моды,

расположенные под этими кривыми, не могут проникнуть с более низких уровней на уровни, расположенные над указанными высотами. При столь ограниченном спектре трудно объяснить перемещающиеся на большие расстояния возмущения в области F [278—280] с точки зрения распространения в области F внутренних гравитационных волн.

Поэтом Хайнс [241] высказал мысль, что основная часть энергии, связанной с перемещающимися возмущениями, заключена ниже уровня 55—80 км и распространяется горизонтально, почти без затухания, а наблюдаемые в области F перемещающиеся возмущения можно объяснить незначительными утечками энергии, как это схематически показано на рис. 4.54. Фридман [234] показал, что нижняя часть термосферы играет более существенную роль в волноводном распространении энергии, чем мезосфера.

ЛИТЕРАТУРА

4.1. Учебные руководства

1. *Haurwitz B.*, Dynamic meteorology, McGraw-Hill, New York, 1941.

Общие работы

2. *Craig R. A.*, The upper atmosphere; meteorology and physics, Academic Press, New York, 1965.
3. *Hess S. L.*, Introduction to theoretical meteorology, Holt, Rinehart and Winston, New York, 1959.
4. *Haurwitz B.*, The perturbation equation in meteorology, Compendium of meteorology, ed. Malone T. F., American Meteorological Society, Boston, 1951, p. 401—420.

Статьи

5. *Bedinger J. F.*, *Knafllich H.*, *Manring E.*, *Layzer D.*, Upper atmosphere winds and their interpretation — 1, Planet. Space Sci., 16, 159—193 (1968).
6. *Bitterberg W.*, *Bruchhausen K.*, *Offermann D.*, *von Zahn U.*, Lower thermosphere composition and density above Sardinia in October 1967, J. Geophys. Res., 75, 5528—5534 (1970).
7. *von Zahn U.*, Neutral air density and composition at 150 kilometers, J. Geophys. Res., 75, 5517—5527 (1970).

4.2. Статьи

8. *Ahmad M. S.*, Large-scale wind motion and turbulence in the upper atmosphere from rocket experiments, Space research IX, eds. Champion K. S. W., Smith P. A., Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1969, p. 354—362.
9. *Bates D. R.*, *Moffett R. J.*, Response of planetary thermosphere to heating by solar radiation, Planet. Space Sci., 16, 1531—1537 (1968).
10. *Bhavsar P. D.*, *Ramanujarao K.*, Winds in the equatorial upper atmos-

- phere, Space research VIII, eds. Mitra A. P., Jacchia L. G., Newman W. S., North Holland, Amsterdam, 1968, p. 655—662.
11. *Boville B. W.*, Planetary waves in the stratosphere and their upward propagation, Space research VII, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 20—29.
 12. *Challinor R. A.*, The apparent rotation of the upper atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **16**, 557—566 (1968).
 13. *Challinor R. A.*, Neutral-air winds in the ionospheric, F-region for an asymmetric global pressure system, *Planet. Space Sci.*, **17**, 1097—1106 (1969).
 14. *Challinor R. A.*, Neutral-air winds in the ionospheric F-region for an asymmetric global pressure system, *Planet. Space Sci.*, **18**, 1485—1487 (1970).
 15. *Champion K. S. W.*, Variations with season and latitude of density, temperature and composition in the lower thermosphere, Space research VII, Vol. 2, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 1101—1118.
 16. *Chandra S., Krishnamurthy B. V.*, The response of the upper atmospheric temperature to changes in solar EUV radiation and geomagnetic activity, *Planet. Space Sci.*, **16**, 231—242 (1968).
 17. *Chandra S., Stubbe P.*, The diurnal phase anomaly in the upper atmospheric density and temperature, *Planet. Space Sci.*, **18**, 1021—1033 (1970).
 18. *Christie A. D.*, A condensation model of noctilucent cloud formation, Space research X, eds. Champion K. S. W., Smith P. A., Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1969, p. 175—182.
 19. *Cook G. E.*, The large semi-annual variation in exospheric density: a possible explanation, *Planet. Space Sci.*, **15**, 627—632 (1967).
 20. *Cook G. E., Scott D. W.*, Variations in exospheric density at heights near 1100 km. derived from satellite orbits, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1933—1956 (1967).
 21. *Dieminger W., Rose G., Schwentek H., Widdel H. U.*, The morphology of winter anomaly of absorption, Space research VII, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 228—239.
 22. *Donahue T. M.*, Ionospheric reaction rates in the light of recent measurements in the ionosphere and the laboratory, *Planet. Space Sci.*, **14**, 33—48 (1966).
 23. *Donahue T. M., McAfee J. R.*, Influence of lateral flow on the diurnal variation in exospheric hydrogen, *Planet. Space Sci.*, **12**, 1045—1054 (1964).
 24. *Elford W. G.*, A study of winds between 80 and 100 km in medium latitudes, *Planet. Space Sci.*, **1**, 94—101 (1959).
 25. *Fogle B. T.*, Noctilucent clouds, Ph. D. Dissertation, Univ. of Alaska, 1966.
 26. *Geisler J. E.*, Atmospheric winds in the middle latitude F-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **28**, 703—720 (1966).
 27. *Geisler J. E.*, A numerical study of the wind system in the middle thermosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **29**, 1469—1482 (1967).
 28. *Greenhow J. S., Neufeld E. L.*, Winds in the upper atmosphere, *Q. Jl. R. met. Soc.*, **87**, 472—489 (1961).
 29. *Groves G. V.*, Variations in upper atmosphere wind, temperature and pressure at Woomera during the night of 29/30 April 1965, Space research VII, Vol. 2, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 977—985.
 30. *Groves G. V.*, Diurnal and semi-diurnal S—N wind components in the upper atmosphere derived from rocket measurements, Space research VII, Vol. 2, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 986—1000.
 31. *Hanson W. B., Patterson T. N. L.*, Diurnal variation of the hydrogen concentration in the exosphere, *Planet. Space Sci.*, **11**, 1035—1052 (1963).
 32. *Harris I., Priestner W.*, Heating of the upper atmosphere, Space research III, ed. Priestner W., North Holland, Amsterdam, 1963, p. 53—75.

33. *Hesstvedt E.*, Nucleation and growth of noctilucent cloud particles, Space research IX, eds. Champion K. S. W., Smith P. A., Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1969, p. 170—174.
34. *Hicks J. E., Justus C. G.*, Response of winds in the 90- to 140-km altitude region to variations in solar activity, J. Geophys. Res., **75**, 5565—5570 (1970).
35. *Hines C. O.*, Dynamical heating of (the upper atmosphere, J. Geophys. Res., **70**, 177—183 (1965).
36. *Hines C. O.*, Tidal oscillations, shorter-period gravity waves, and shear waves, Space research VII, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 30—41.
37. *Иозенас В. А., Краснопольский В. А., Кузнецов А. П., Лебединский А. И.*, The features of the ozone planetary distribution according to observations from artificial earth satellites, Space research VIII, eds. Mitra A. P., Jacchia L. G. and Newman W. S., North Holland, Amsterdam, 1968, p. 647—654.
38. *Изаков М. Н.*, On theoretical models of the structure and dynamics of the earth's thermosphere, Space Sci. Rev., **12**, 261—298 (1971).
39. *Jacchia L. G.*, The temperature above the thermopause, Space research V, ed. King-Hele D. G., Muller P., and Righini G., North Holland, Amsterdam, 1965, p. 1152—1174.
40. *Jacchia L. G.*, Atmospheric density variations during solar maximum and minimum, Annals of the JQSY, Vol. 5, Solar-terrestrial physics: terrestrial aspects, ed. Stickland A. C., M. I. T. Press, Cambridge, Mass, 1969, p. 323—339.
41. *Jacchia L. G.*, Solar wind dependence of the diurnal temperature variation in the thermosphere, J. Geophys. Res., **75**, 4347—4349 (1970).
42. *Jacchia L. G., Slowey J.*, The shape and location of the diurnal bulge in the upper atmosphere, Space research VII, Vol. 2, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 1077—1090.
43. *Jacchia L. G., Slowey J., Campbell I. G.*, A study of the semiannual density variation in the upper atmosphere from 1958 to 1966, based on satellite drag analysis, Planet. Space Sci., **17**, 49—60 (1969).
44. *Jaeschke R.*, Upper atmosphere winds deduced from vapour trail drifts, Z. Geophys., **32**, 394—408 (1966).
45. *Johnson F. S., Gottlieb B.*, Composition changes in the lower thermosphere, Space research IX, eds. Champion K. S. W., Smith P. A., Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1969, p. 442—446.
46. *Kantor A. J., Cole A. E.*, Zonal and meridional winds to 120 kilometers, J. Geophys. Res., **69**, 5131—5140 (1964).
47. *Каушев Б. Л., Лысенко И. А.*, Atmospheric circulation in the meteor zone, J. Atmos. Terr. Phys., **30**, 903—905 (1968).
48. *Keating G. M., Prior E. J.*, Latitudinal and seasonal variations in atmospheric densities obtained during low solar activity by means of the inflatable air density satellites, Space research VII, Vol. 2, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 1119—1131.
49. *Keating G. M., Prior E. J.*, The winter helium bulge, Space research VIII, eds. Mitra A. P., Jacchia L. G., Newman W. S., North Holland, Amsterdam, 1968, p. 982—992.
50. *King-Hele D. G.*, The rotational speed of the upper atmosphere, determined from changes in satellite orbits, Planet. Space Sci. **12**, 835—853 (1964).
51. *King-Hele D. G., Allan R. R.*, The rotational speed of the upper atmosphere, Space Sci. Rev., **6**, 248—272 (1968).
52. *King-Hele D. G., Scott D. W.*, The effect of atmospheric rotation on a satellite orbit, when scale height varies with height, Planet. Space Sci., **17**, 217—232 (1969).
53. *King-Hele D. G., Quinn E.*, The variation of air density at a height of 220

- km in the first half of 1966, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1067—1073 (1967).
54. *King-Hele D. G., Walker D. M. C.*, Air density at a height of 470 km between January 1967 and May 1968, from the orbit of the satellite 1966—118A, *Planet. Space Sci.*, **17**, 197—215 (1969).
 55. *Kochanski A.*, Circulation and temperatures at 70- to 100-kilometer height, *J. Geophys. Res.*, **68**, 213—226 (1963).
 56. *Kochanski A.*, Atmospheric motions from sodium cloud drifts, *J. Geophys. Res.*, **69**, 3651—3662 (1964).
 57. *Kohl H., King J. W.*, Atmospheric-winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **29**, 1045—1062 (1967).
 58. *Кондратьев К. Я., Швед Г. М.*, The part of radiation in the heat regime of the atmospheric layer from 30 to 100 km, *Space research VII*, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 288—310.
 59. *Lauter E. A.*, Present research aspects in ionosphere-stratosphere coupling effects, *Space research VII*, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 212—227.
 60. *Lindblad B. A.*, Measurement of micrometeorite impacts from a sounding rocket during a noctilucent cloud display, *Space research IX*, eds. Champion K. S. W., Smith P. A. and Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1969, p. 190—197.
 61. *Link F.*, An optical model for the detection of cosmic dust in the upper atmosphere, *Space research IX*, eds. Champion K. S. W., Smith P. A. and Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1969, p. 198—200.
 62. *McAfee J. R.*, Lateral flow in the exosphere, *Planet. Space Sci.*, **15**, 599—609 (1967).
 63. *MacLeod M. A.*, E-region vertical neutral winds, *Space research IX*, eds. Champion K. S. W., Smith P. A. and Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1969, p. 363—373.
 64. *Metzger P. H., Clark M. A.*, On the diurnal variation of the exospheric neutral hydrogen temperature, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5587—5591 (1970).
 65. *Murgatroyd R. J., Singleton F.*, Possible meridional circulations in the stratosphere and mesosphere, *Q. Jl. R. met. Soc.*, **87**, 125—135 (1961).
 66. *Newton G. P.*, Latitudinal dependence of the diurnal density variation, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5510—5516 (1970).
 67. *Newton G. P., Pelz D. T., Volland H.*, Characteristics of wave structure in the neutral thermosphere, *Space research VIII*, eds. Mitra A. P., Jacchia L. G., and Newman W. S., North Holland, Amsterdam, 1968, p. 980—981.
 68. *Palmen E.*, The aerology of extratropical disturbances, *Compendium of Meteorology*, ed. Malone T. F., American Meteorological Society, Boston, 1951, p. 599—620.
 69. *Palmen E.*, The role of atmospheric disturbances in the general circulation, *Q. Jl R. met. Soc.*, **77**, 337—354 (1951).
 70. *Pelz D. T., Newton G. P.*, Midlatitude neutral thermosphere density and temperature measurements, *J. Geophys. Res.*, **74**, 267—271 (1969).
 71. *Reed R. J.*, Zonal wind behavior in the equatorial stratosphere and lower mesosphere, *J. Geophys. Res.*, **71**, 4223—4233 (1966).
 72. *Rees D.*, Determinations of upper atmosphere structure above 90 km by optical observations on rocket-borne chemical releases, *Space research VIII*, eds. Mitra A. P., Jacchia L. G., and Newman W. S., North Holland, Amsterdam, 1968, p. 909—919.
 73. *Rosenberg N. W.*, Chemical releases at high altitude, *Science*, N. Y., **152**, 1017—1027 (1966).
 74. *Rosenberg N. W.*, Statistical analysis of ionospheric winds — II, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 907—917 (1968).
 75. *Rosenberg N. W.*, Dynamic model of ionospheric wind profiles, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4965—4968 (1968).

76. *Soberman R. K.*, Extraterrestrial origin of noctilucent clouds, Space research IX, eds. Champion K. S. W., Smith P. A. and Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1969, p. 183—189.
77. *Spizzichino A.*, Mesures de vents ionosphériques au moyen d'un radar météorique, Space research VII, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 73—75.
78. *Volland H.*, On the dynamics of the upper atmosphere, Space research VII, Vol. 2, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 1193—1203.
79. *Volland H.*, A theory of thermospheric dynamics — I, Diurnal and solar cycle variations, Planet, Space Sci., 17, 1581—1597 (1969).
80. *Waldteufel P.*, *Cogger L.*, Measurements of the neutral temperature at Arecibo, J. Geophys. Res., 76, 5322—5336 (1971).
81. *Webb W. L.*, Stratospheric tidal circulation, Rev. Geophys., 4, 363—375 (1966).
82. *Webb W. L.*, Circulation of the middle and upper atmosphere, Space research VII, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 1—19.
83. *Witt G.*, The nature of noctilucent clouds, Space research IX, eds. Champion K. S. W., Smith P. A., and Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1969, p. 157—169.
84. *Wright J. W.*, *Fedor L. S.*, Comparison of ionospheric drift velocities by the spaced receiver technique with neutral winds from luminous rocket trails, Space research VII, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 67—72.
85. *Wright J. W.*, *Murphy C. H.*, *Bull G. V.*, Profiles of winds in the lower thermosphere by the gun-launched probe technique and their relation to ionospheric sporadic E, Space research VII, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 113—122.

4.3. Учебные руководства

86. *Chapman S.*, *Lindzen R. S.*, Atmospheric Tides, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1970.
87. *Lindzen R. S.*, *Chapman S.*, Atmospheric tides, Space Sci. Rev., 10, 3—188 (1969). (Русский перевод: *Чепмен С.*, *Линдзен Р.*, Атмосферные приливы, «Мир», М., 1972.)
88. *Siebert M.*, Atmospheric tides, Adv. Geophys., 7, 105—187. Academic Press, New York, 1961.
89. *Wilkes M. V.*, Oscillations of the earth's atmosphere, Cambridge Univ. Press, 1949.

Статьи

90. *Butler S. T.*, *Small K. A.*, The excitation of atmospheric oscillations. Proc. Roy. Soc., A274, 91—121 (1963).
91. *Chapman S.*, Lunar tide in the atmosphere, Nature, Lond., 145, 257 (1939).
92. *Chapman S.*, International Union of Geodesy and Geophysics, Association of Meteorology, Presidential Address, 1939.
93. *Chapman S.*, Atmospheric tides and oscillations, Compendium of meteorology, ed. Malone T. F., American Meteorological Society, Boston, 1951, p. 510—530.
94. *Chapman S.*, *Hardman M.*, Lunar atmospheric tide at Helwan, Madras and Mexico, Mem. R. met. Soc., 2 (19), 153—160 (1928).
95. *Elford W. G.*, A study of winds between 80 and 100 km in medium latitudes, Planet. Space Sci., 1, 94—101 (1959).

96. Greenhow J. S., Neufeld E. L., Large scale irregularities in high altitude wind, Proc. Phys. Soc., 75, 228—234 (1960).
97. Greenhow J. S., Neufeld E. L., Winds in the upper atmosphere, Q. Jl. R. met. Soc., 87, 472—489 (1961).
98. Gupta J. C., Chapman S., Lunar daily harmonic geomagnetic variation as indicated by spectral analysis, J. Atmos. Terr. Phys., 31, 233—252 (1969).
99. Haurwitz B., Atmospheric tides, Science, N. Y., 144, 1415—1422 (1964).
100. Haurwitz B., Cowley A. D., The lunar semidiurnal wind variations at Hong Kong and Uppsala, Q. Jl. R. met. Soc., 95, 766—770 (1969).
101. Hines C. O., Diurnal tide in the upper atmosphere, J. Geophys. Res., 71, 1453—1459 (1966).
102. Hines C. O., Tidal oscillations, shorter-period gravity waves, and shear waves, Space research VII, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., 1967, p. 30—41.
103. Jones M. N., Atmospheric oscillations — I, Planet. Space Sci., 18, 1393—1416 (1970).
104. Jones M. N., Atmospheric oscillations — II, Planet. Space Sci., 19, 609—634 (1971).
105. Kato S., Diurnal atmospheric oscillation. 2, Thermal excitation in the upper atmosphere, J. Geophys. Res., 71, 3211—3214 (1966).
106. Kertz W., Atmosphärische Gezeiten, Handbuch der Physik, Bd. 48, ed. Flüge S., Springer. S. 928—981.
107. Lindzen R. S., On the theory of the diurnal tide, Mon. Weath. Rev., 94, 295—301 (1966).
108. Lindzen R. S., Crude estimate for the zonal velocity associated with the diurnal temperature oscillation in the thermosphere, J. Geophys. Res., 71, 865—870 (1966).
109. Lindzen R. S., Thermally driven diurnal tide in the atmosphere, Q. Jl. R. met. Soc., 93, 18—42 (1967).
110. Lindzen R. S., Reconsideration of diurnal velocity oscillation in the thermosphere, J. Geophys. Res., 72, 1591—1598 (1967).
111. Malin S. R. C., Chapman S., The determination of lunar daily geophysical variations by the Chapman—Miller method, Geophys. J. R., Astr. Soc., 19, 15—35 (1970).
112. Müller H. G., Atmospheric tides in the meteor zone, Planet. Space Sci., 14, 1253—1272 (1966).
113. Obayashi T., Jacobs J. A., Sudden commencements of magnetic storms and atmospheric dynamo action, J. Geophys. Res., 62, 589—616 (1957).
114. Reed R. J., McKenzie D. J., Vyverberg J. C., Diurnal tidal motions between 30 and 60 kilometers in summer, J. Atmos. Sci., 23, 416—423 (1966).
115. Sawada R., The atmospheric lunar tides, New York Univ. Meteorological Paper 2(3), 1954.
116. Sawada R., The atmospheric lunar tides and the temperature profile in the upper atmosphere, Geophys. Mag., 27, 213—236 (1956).
117. Schmidt A., Über die doppelte tägliche Oszillation des Barometers, Met. Z., 1, 182—185 (1890); Die Veranschaulichung der Resonanztheorie, Met. Z., 38, 303—304 (1921).
118. Simpson G. C., The twelve-hourly barometer oscillation, Q. Jl. R. met. Soc., 44, 1—19 (1918).
119. Taylor G. I., The oscillations of the atmosphere, Proc. Roy. Soc., A156, 318—326 (1936).
120. Weekes K., Wilkes M. V., Atmospheric oscillations and the resonance theory, Proc. Roy. Soc., A192, 80—99 (1947).
121. Woodrum A., Justus C. G., Atmospheric tides in the height region 90 to 120 kilometers, J. Geophys. Res., 73, 467—478 (1968).
122. Загуляева В. А., Фаткуллин М. Н., Height distribution of lunar tides in the ionosphere near the magnetic equator, J. Atmos. Terr. Phys., 31, 1—13 (1969).

4.4. Общие работы

123. *Chapman S., Bartels J.*, Geomagnetism, Vols. 1 and 2, Oxford Univ. Press, 1940.
 124. *Mitra S. K.*, The upper atmosphere, 2nd ed., The Asiatic Society, Calcutta, 1952.

Статьи

125. *Affolter H. R.*, On the electrojet in South America, *Geofiz. pur a appl.*, **71**, 37—41 (1968).
 126. *Ashour A. A., Price A. T.*, Night-time earth currents associated with the daily magnetic variations, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **10**, 1—15 (1965).
 127. *Baker W. G., Martyn D. F.*, Electric currents in the ionosphere, I. The conductivity, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A246**, 281—294 (1953).
 128. *Balsley B. B.*, Some characteristics of non-two-stream irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2333—2347 (1969).
 129. *Chapman S.*, The solar and lunar diurnal variations of terrestrial magnetism, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A218**, 1—118 (1919).
 130. *Chapman S.*, The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution above Huancayo, Peru and elsewhere, *Arch. Met. Geophys. Bioklim.*, Sér. A, **4**, 368—390 (1951).
 131. *Chapman S.*, The electric conductivity of the ionosphere: a review, *Nuovo Cim.*, **4**, Suppl. N 4, Ser. X, 1385—1412 (1956).
 132. *Cocks A. C., Price A. T.*, Sq currents in a three-dimensional ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **17**, 471—482 (1969).
 133. *Cohen R., Bowles K. L.*, The association of plane-wave electron-density irregularities with the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **68**, 2503—2525 (1963).
 134. *Cole K. D.*, Theory of electric currents in ionospheric E-layers, *Planet. Space Sci.*, **17**, 1977—1992 (1969).
 135. *Cowling T. G.*, The electrical conductivity of an ionized gas in a magnetic field, with applications to the solar atmosphere and the ionosphere, *Proc. Roy. Soc.*, **A183**, 453—479 (1945).
 136. *Davis T. N., Burrows K., Stolarik J. D.*, A latitude survey of the equatorial electrojet with rocket-borne magnetometers, *J. geophys. Res.*, **72**, 1845—1861 (1967).
 137. *DeWitt R. N.*, Dynamo action in the ionosphere and motions of the magnetospheric plasma, Ph. D. Dissertation University of Alaska, 1965.
 138. *Dunford E., Lawden M. D.*, The lunar variations in the F2-region of the ionosphere at low latitudes, *Planet. Space Sci.*, **17**, 923—931 (1969).
 139. *Farley D. T., Jr.*, A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **68**, 6083—6097 (1963).
 140. *Fejer J. A.*, Semidiurnal currents and electron drifts in the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **4**, 184—203 (1953).
 141. *Fejer J. A.*, Atmospheric tides and associated magnetic effects, *Rev. Geophys.*, **2**, 275—309 (1964).
 142. *Ferris G. A. J., Price A. T.*, Electric currents induced in anisotropic ionosphere, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **9**, 285—308 (1965).
 143. *Gassmann G. J., Wagner R. A.*, North-south cross-sections of the equatorial electrojet in the Pacific and the effect of a solar eclipse, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **31**, 781—792 (1969).
 144. *Gossard E. E.*, Turbulent and wave structures in the distribution of ionization in the D region, Space research VII, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 76.
 145. *Green P., Malin S. R. C.*, Lunar and solar daily variations of the geomag-

- netic field at Watheroo, Western Australia, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **33**, 305—318 (1971).
146. *Hirono M.*, On the influence of the Hall current to the electrical conductivity of the ionosphere. I, *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **2**, 1—8 (1950).
 147. *Hirono M.*, A theory of diurnal magnetic variations in equatorial regions and conductivity of the ionosphere *E* region, *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **4**, 7—21, (1952).
 148. *Hirono M.*, A theory of diurnal magnetic variations in equatorial regions and conductivity of the ionosphere *E* region, Part II, *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **5**, 22—38 (1953).
 149. *Hutton R.*, Sq currents in the American equatorial zone during the IGY — I, Seasonal effects, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **29**, 1411—1427 (1967).
 150. *Jackson J. S.*, Diurnal variation of the geomagnetic field, 1. The solar variation, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6896—6908 (1971).
 151. *Jackson J. S.*, Diurnal variation of the geomagnetic field, 2. The lunar variation, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6909—6914 (1971).
 152. *Kato S.*, Horizontal wind systems in the ionospheric *E* region deduced from the dynamo theory of the geomagnetic Sq variation, Part II, Rotating Earth., *J. Geomagn. Geoelect.*, **8**, 24—37 (1956).
 153. *Kato S.*, Prevailing wind in the ionosphere and geomagnetic Sq variations, *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **9**, 215—217 (1957).
 154. *Kato S.*, Horizontal wind systems in the ionospheric *E* region deduced from the dynamo theory of the geomagnetic Sq variation, Part IV, *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **9**, 107—114 (1957).
 155. *Kato S.*, *Reddy C. A.*, *Matsushita S.*, Possible hydromagnetic coupling between the perturbations of the neutral and ionized atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 2540—2550 (1970).
 156. *King J. W.*, A review of the large-scale structure of the ionospheric F layer, *Annals of the IQSY*, Vol. 5, *Solar terrestrial physics: terrestrial aspects*, ed. *Stickland A. C.*, M. I. T. Press, Cambridge, Mass., 1969, p. 131—165.
 157. *Kohl H.*, Interactions between movements of the ionized and neutral atmosphere at F-region heights, *Annals of the IQSY*, Vol. 5, *Solar-terrestrial physics: terrestrial aspects*, ed. *Stickland A. C.*, M. I. T. Press. Cambridge, Mass., 1969, p. 183—196.
 158. *Maeda H.*, Horizontal wind systems in the ionospheric *E* region deduced from the dynamo theory of the geomagnetic Sq variation, Part I. Non-rotating earth., *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **7**, 121—132 (1955).
 159. *Maeda H.*, Horizontal wind systems in the ionospheric *E* region deduced from the dynamo theory of the geomagnetic Sq variation, Part III, *J. Geomagn. Geoelect.*, Kyoto, **9**, 86—93 (1957).
 160. *Maeda H.*, Variation in geomagnetic field, *Space Sci. Rev.*, **8**, 555—590 (1968).
 161. *Maeda K.*, *Matsumoto H.*, Conductivity of the ionosphere and current system, *Rep. Ionos. Space Res.*, Japan, **16**, 1—26 (1962).
 162. *Maeda K.*, *Murata H.*, Ionospheric dynamo theory with consideration for magnetospheric current along the geomagnetic lines of force, *Rep. Ionosph. Space Res.*, Japan, **19**, 272—285 (1965); Electric currents induced by nonperiodic winds in the ionosphere. I. *J. Geophys. Res.*, **73**, 1077—1092 (1968).
 163. *Matsushita S.*, Solar quiet and lunar daily variation fields, *Physics of geomagnetic phenomena*, Vol 1, eds. *Matsushita S.* and *Campbell W. H.*, Academic Press, New York, 1967, p. 301—424.
 164. *Matsushita S.*, Sq and L current systems in the ionosphere, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **15**, 109—125 (1968).
 165. *Matsushita S.*, *Maeda H.*, On the geomagnetic solar quiet daily variation field during the IGY, *J. Geophys. Res.*, **70**, 2535—2558 (1965).

166. *Matsushita S., Maeda H.*, On the geomagnetic lunar daily variation field, *J. Geophys. Res.*, **70**, 2559—2578 (1965).
167. *Martyn D. F.*, Electric currents in the ionosphere, III. Ionization drift due to winds and electric fields, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A246**, 306—320 (1953).
168. *Mayaud P. N.*, Correlation entre les variations journalières du champ magnétique terrestre sous l'électrojet équatorial et dans les régions avoisinantes, *Annls Géophys.*, **23**, 387—406 (1967).
169. *Мишин В. М.*, Электрические токи, текущие вдоль геомагнитных силовых линий в магнитосфере, *Геомагн. и аэронавигация*, **8**, 134—137 (1968).
170. *Onwumechilli A.*, Geomagnetic variations in the equatorial zone, *Physics of Geomagnetic Phenomena*, eds. Matsushita S. and Campbell W. H., Academic Press, New York, 1967, p. 425—507.
171. *Погребной В. Н., Фаткуллин М. Н.*, Ракетные исследования ионосферных токов на средних и нижних широтах, *Геомагн. и аэронавигация*, **9**, 55—59 (1969).
172. *Price A. T.*, Ionospheric conductivity and Sq variations, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **15**, 93—102 (1968).
173. *Price A. T.*, Recent work on Sq variations, *Annals of the IQSY*, Vol. 5, *Solar-terrestrial physics: terrestrial aspects*, ed. Stickland A. C., M. I. T. Press, Cambridge, Mass., 1969, p. 369—395.
174. *Price A. T.*, Daily variations of the geomagnetic field, *Space Sci. Rev.*, **9**, 151—197 (1969).
175. *Price A. T., Wilkins G. A.*, New methods for the analysis of geomagnetic fields and their application to the Sq field of 1932—1933, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A256**, 31—98 (1963).
176. *Rastogi R. G.*, Longitudinal variation in the equatorial electrojet, *J Atmos. Terr. Phys.*, **24**, 1031—1040 (1962).
177. *Richmond A. D.*, Tidal winds at ionospheric heights, *Radio Sci.*, **6**, 175—189 (1971).
178. *Rishbeth H.*, The F-layer dynamo, *Planet. Space Sci.*, **19**, 263—267 (1971).
179. *Rogister A., D'Angelo N.*, Type II irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3879—3887 (1970).
180. *Sastry T. S. G.*, Quiet-day electrojet over Thumba, India, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1789—1794 (1968).
181. *Van Sabben D.*, Magnetospheric currents, associated with the N—S asymmetry of Sq, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **28**, 965—981 (1966).
182. *Van Sabben D.*, Solar flare effects and simultaneous magnetic daily variation, 1959—1961, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1641—1648 (1968).
183. *Van Sabben D.*, Solstitial Sq-currents through the magnetosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **32**, 1331—1336 (1970).
184. *Schlapp D. M.*, World-wide morphology of day-to-day variability of Sq, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1761—1776 (1968).
185. *Schlüter A.*, Dynamik des Plasmas. II, *Z. Naturf.*, **6**, 73—78 (1951).
186. *Sharma R. P., Rastogi R. G.*, Lunar tidal effects in horizontal magnetic field at San Juan, *Annls Geophys.*, **26**, 337—340 (1970).
187. *Shuman B. M.*, Rocket measurement of the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3889—3901 (1970).
188. *Schuster A.*, The diurnal variation of terrestrial magnetism, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A180**, 467—518 (1889).
189. *Smiddy M., Sagalyn R. C.*, Investigation of electrical phenomena in the equatorial ionosphere, *Space research VII*, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 428—445.
190. *Spreiter J. R., Briggs B. R.*, Theory of electrostatic fields in the ionosphere at polar and middle geomagnetic latitudes, *J. Geophys. Res.*, **66**, 1731—1744 (1961).
191. *Stening R. J.*, An assessment of the contributions of various tidal winds

- to the Sq current system, *Planet. Space Sci.*, 17, 889—908 (1969).
192. *Stening R. J.*, Some features of the equatorial electrojet, *Planet. Space Sci.*, 17, 1375—1389 (1969).
193. *Stening R. J.*, Longitude and seasonal variations of the Sq current system, *Radio Sci.*, 6, 133—137 (1969).
194. *Tarpley J. D.*, The ionospheric wind dynamo — I. Lunar tide, *Planet. Space Sci.*, 18, 1075—1090 (1970).
195. *Tarpley J. D.*, The ionospheric wind dynamo — II. Solar tides, *Planet. Space Sci.*, 18, 1091—1103 (1970).
196. *Untiedt J.*, A model of the equatorial electrojet involving meridional currents, *J. Geophys. Res.*, 72, 5799—5810 (1967).
197. *Vestine E. H.*, *Laporte L.*, *Lange I.*, *Scott W. E.*, The geomagnetic field, its description and analysis, Carnegie Institution of Washington Publication 580, 1947.
198. *Van Sabben D.*, Magnetospheric currents associated with the N—S asymmetry of Sq, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 28, 965—981 (1966).
199. *Van Sabben D.*, Solstitial Sq-currents through the magnetosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 32, 1331—1336 (1970).
200. *Volland H.*, A simplified model of the geomagnetic Sq-current system and the electric fields within the ionosphere, *Cosmic Electrodynam.*, 1, 428—459 (1971).
201. *Wagner C. U.*, The electrical conductivity in the region from 105 to 125 km, *Planet. Space Sci.*, 16, 353—362 (1968).
202. *Watanabe T.*, Electrodynamical behaviour and screening effect of the ionosphere, *Sci. Rep. Tohoku Univ. Ser. 5*, 9, 81—98 (1957).
203. *Woodman R. F.*, Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, 75, 6249—6259 (1970).
204. *Yamashita M.*, The conductivity of lower ionosphere deduced from sudden enhancements of strength (SES) of v. l. f. transmissions, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 31, 1049—1057 (1969).
205. *Загуляева В. А.*, *Мартынова К. В.*, *Прилежаева Н. А.*, *Фаткуллин М. Н.*, Луноно-суточные вариации геомагнитного поля в Ибадане и их связь с ионосферными приливами, *Геомагн. и аэрномия*, 7, 813—817 (1967).

4.5. Учебные руководства

206. *Aikin A. C.*, *Bauer S. J.*, The ionosphere, Introduction to space science, 2nd ed., eds. Hess W. N. and Mead G. D., Gordon and Breach, New York, 1968, p. 133—178.

Общие работы

207. *Davies K.*, Ionospheric radio propagation, National Bureau of Standards Monograph 80, U. S. Department of Commerce, 1965.
208. *Ratcliffe J. A.*, The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere, Cambridge Univ. Press, 1959. (Русский перевод: Ратклифф Дж., Магнитоионная теория и ее приложение к ионосфере, М., ИЛ, 1962.)

Статьи

209. *Алексеева Л. М.*, *Варданян Ю. С.*, *Тверской Б. А.*, Роль механизма динамо, связанного с мелкомасштабными движениями частиц, в создании магнитных возмущений и ионосферных неоднородностей, *Геомагн. и аэрномия*, 9, 356—361 (1969).

210. *Appleton E. V.*, Two anomalies in the ionosphere, *Nature, Lond.*, **157**, 691 (1946).
211. *Balsley B. B.*, A longitudinal variation of electron drift velocity in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4291—4297 (1970).
212. *Balsley B. B.*, Equatorial electrojet: Seasonal variation of the reversal times, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4369—4371 (1970).
213. *Baxter R. G.*, A numerical solution of the time-varying diffusion equation for the F2-layer, *Planet. Space Sci.*, **15**, 701—713 (1967).
214. *Baxter R. G.*, A numerical solution of the time-varying diffusion equation for the F2-layer, *Planet. Space Sci.*, **15**, 701—713 (1967).
215. *Baxter R. G., Kendall P. C.*, Diffusive equilibrium of the topside electron density in the F2-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **27**, 129—132 (1965).
216. *Baxter R. G., Kendall P. C.*, A theoretical technique for evaluating the time-dependent effects of general electrodynamic drifts in the F2 layer of the ionosphere, *Proc. Roy. Soc.*, **A304**, 171—185 (1968).
217. *Bourdeau R. E.*, Ionospheric research from space vehicles, *Space Sci. Rev.*, **1**, 683—728 (1963).
218. *Bowman G. G.*, Travelling disturbances associated with ionospheric storms, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **27**, 1247—1261 (1965).
219. *Bramley E. N., Peart M.*, Diffusion and electromagnetic drift in the equatorial F2-region, *J. Geophys. Res.*, **69**, 4609—4616 (1964).
220. *Bramley E. N., Peart M.*, Diffusion and electromagnetic drift in the equatorial F2-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **27**, 1201—1211 (1965).
221. *Bramley E. N., Young M.*, Winds and electromagnetic drifts in the equatorial F2-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 99—111 (1968).
222. *Challinor R. A., Eccles D.*, Longitudinal variations of the midlatitude ionosphere produced by neutral-air winds — I. Neutral-air winds and ionospheric drifts in the northern and southern hemisphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **33**, 363—369 (1971).
223. *Chandra S., Goldberg R. A.*, Geomagnetic control of diffusion in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **69**, 3187—3197 (1964).
224. *Closs R. L.*, Redistribution of ionization by the meridional currents associated with the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **75**, 2611—2612 (1970).
225. *Cummack C. H.*, Extensions of the 'Chapman' theory of layer formation, *J. Geophys. Res.*, **66**, 1685—1697 (1961).
226. *Cummack C. H.*, A rectilinear model of conjugate F-regions, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 125—134 (1968).
227. *Davis M. J., Da Rosa A. V.*, Traveling ionospheric disturbances originating in the auroral oval during polar substorms, *J. Geophys. Res.*, **74**, 5721—5735 (1969).
228. *Deshpande M. R., Rastogi R. G.*, Seasonal variations in the ionospheric drifts over the magnetic equator, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 319—323 (1968).
229. *Duncan R. A.*, Neutral winds and universal-time control of the polar F-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **31**, 1003—1009 (1969).
230. *Dunford E., Lawden M. D.*, The lunar variations in the F2-region of the ionosphere at low latitudes, *Planet. Space Sci.*, **17**, 923—931 (1969).
231. *Eccles D., King J. W., Rothwell P.*, Longitudinal variations of the midlatitude ionosphere produced by neutral-air winds. — II. Comparisons of the calculated variations of electron concentration with data obtained from the Ariel I and Ariel II satellites, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **33**, 371—377 (1971).
232. *Фаткуллин М. Н.*, Некоторые характеристики экваториальной аномалии в области F2 ионосферы в местный полдень в период МГГ и МГСС, *Геомagn. и астрономия*, **8**, 217—222 (1968).

233. Ferraro V. C. A., Diffusion of ions in the ionosphere, *Terr. Magn. Atmos. Elect.*, **50**, 215—222 (1945).
234. Friedman J. P., Propagation of internal gravity waves in a thermally stratified atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **71**, 1033—1054 (1966).
235. Gliddon J. E. C., Kendall P. C., Perturbation of a model F2-region by a small arbitrary time-dependent electrodynamic drift, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **26**, 721—728 (1964).
236. Goldberg R. A., Equatorial geomagnetic anomaly and its associated current system, *J. Geophys. Res.*, **70**, 5417—5424 (1965).
237. Hanson W. B., Moffett R. J., Ionization transport effects in the equatorial F region, *J. Geophys. Res.*, **71**, 5559—5572 (1966).
238. Heisler L. H., Travelling ionospheric disturbances, *Space research VII*, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 55—66.
239. Herman J. R., Spread F and ionospheric F-region irregularities, *Rev. Geophys.*, **4**, 255—299 (1966).
240. Hines C. O., Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights, *Can. J. Phys.*, **38**, 1441—1481 (1960).
241. Hines C. O., The upper atmosphere in motion, *Q. Jl. R. met. Soc.*, **89**, 1—42 (1963).
242. Hines C. O., Minimum vertical scale sizes in the wind structure above 100 kilometers, *J. Geophys. Res.*, **69**, 2847—2848 (1964).
243. Hines C. O., Ionospheric movements and irregularities, *Research in geophysics*, Vol. 1, Sun, upper atmosphere and space, ed. Odishaw H., M. I. T. Press, Cambridge, Mass., 1964 p. 299—318.
244. Hines C. O., Motions of the neutral atmosphere, *Physics of the Earth's Upper Atmosphere*, eds. Hines C. O., Paghis I., Hartz T. R. and Fejer J. A., Prentice Hall Inc., New Jersey, 1965, p. 153.
245. Hines C. O., Eddy diffusion coefficients due to instabilities in internal gravity waves, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3937—3939 (1970).
246. Hines C. O., Hooke W. H., Discussion of ionization effects on the propagation of acoustic-gravity waves in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 2563—2568 (1970).
247. Hines C. O., Reddy C. A., On the propagation of atmospheric gravity waves through regions of wind shear, *J. Geophys. Res.*, **72**, 1015—1034 (1967).
248. Hirono M., Maeda H., Geomagnetic distortion of the F2 region on the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, **60**, 241—255 (1955).
249. Hodges R. R., Jr., Vertical transport of minor constituents in the lower thermosphere by nonlinear processes of gravity waves, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4842—4848 (1970).
250. Hooke W. H., Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 795—823 (1968).
251. Hooke W. H., E-region ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves, *Planet. Space Sci.*, **17**, 749—765 (1969).
252. Hooke W. H., The ionospheric response to internal gravity waves, 1. The F₂ region response, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5535—5544 (1970).
253. Hooke W. H., Ionospheric response to internal gravity waves, 2. Lower F region response, *J. Geophys. Res.*, **75**, 7229—7238 (1970).
254. Hooke W. H., Ionospheric response to internal gravity waves, 3. Changes in the densities of the different ion species, *J. Geophys. Res.*, **75**, 7239—7243 (1970).
255. Kaiser T. R., Pickering W. M., Watkins C. D., Ambipolar diffusion and motion of ion clouds in the earth's magnetic field, *Planet. Space Sci.*, **17**, 519—552 (1969).
256. Kato S., Diurnal atmospheric oscillation, 1. Eigenvalues and Hough functions, *J. Geophys. Res.*, **71**, 3201—3209 (1966).
257. Kendall P. C., Geomagnetic control of diffusion in the F2-region of the

- ionosphere — I. The form of the diffusion operator, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **24**, 805—811 (1962).
258. *Kendall P. C.*, On the equations governing diffusion in the F2-layer, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **26**, 624—626 (1964).
259. *Kendall P. C.*, *Pickering W. M.*, Magnetoplasma diffusion at F2-region altitudes, *Planet. Space Sci.*, **15**, 825—833 (1967).
260. *Kendall P. C.*, *Windle D. W.*, A possible explanation of the Appleton anomaly of the F2-layer: Dougherty's theory of ion-drag, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **27**, 795—802 (1965).
261. *Kent G. S.*, Measurement of ionospheric movements, *Rev. Geophys.*, **8**, 229—288 (1970).
262. *Хантадзе А. Г.*, Динамика ветров в ионосфере, *Геомагн. и аэрономия* **8**, 337—341 (1968).
263. *King J. W.*, *Kohl H.*, *Pratt R.*, The effect of atmospheric winds on the heights of the F2-layer peak at middle and high latitudes, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **29**, 1529—1539 (1967).
264. *King J. W.*, *Kohl H.*, *Preece D. M.*, *Seabrook C.*, An explanation of phenomena occurring in the high-latitude ionosphere at certain universal times, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 11—23 (1968).
265. *Kohl H.*, The influence of neutral air on semidiurnal and diurnal drifts in the F region, *Proceedings of the International Conference on the Ionosphere*, Institute of Physics and Physical Society, London, 1963, p. 198—202.
266. *Kohl H.*, *King J. W.*, Atmospheric winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **29**, 1045—1062 (1967).
267. *Kohl H.*, *King J. W.*, *Eccles D.*, Some effects of neutral air winds on the ionospheric F-layer, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1733—1744 (1968).
268. *Крылова В. С.*, *Одинцова И. Н.*, Движущиеся неоднородности в ионосфере, *Геомагн. и аэрономия*, **8**, 291—294 (1968).
269. *Maeda H.*, World-wide pattern of ionization drifts in the ionospheric F region as deduced from geomagnetic variations, *Proc. Intl. Conf. Ionosphere*, Institute of Physics and Physical Society, London, 1963.
270. *Martyn D. F.*, Atmospheric tides in the ionosphere, I. Solar tides in the F2 region, *Proc. Roy. Soc.*, **A189**, 241—260 (1947).
271. *Martyn D. F.*, Atmospheric tides in the ionosphere, II. Lunar tidal variations in the F region near the magnetic equator, *Proc. Roy. Soc.*, **A190**, 273—288 (1947).
272. *Martyn D. F.*, Atmospheric tides in the ionosphere, III. Lunar tidal variations at Canberra, *Proc. Roy. Soc.*, **A194**, 429—444 (1948).
273. *Martyn D. F.*, Atmospheric tides in the ionosphere, IV. Studies of the solar tide and the location of the regions producing the diurnal magnetic variations, *Proc. Roy. Soc.*, **A194**, 445—463 (1948).
274. *Martyn D. F.*, Theory of height and ionization density changes at the maximum of a Chapman-like region, taking account of ion production decay, diffusion, and tidal drift, *The physics of the ionosphere*, Report of the Physical Society Conference, Cambridge, Physical Society, London, 1954, p. 254—259.
275. *Martyn D. F.*, The normal F region of the ionosphere, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **47**, 147—155 (1959).
276. *Matsushita S.*, Lunar tides in the ionosphere, *Handbuch der Physik*, XLIX/2, Springer-Verlag, 1967, S. 547—602.
277. *Matsushita S.*, Dynamo currents, winds, and electric fields, *Radio Sci.*, **4**, 771—780 (1969).
278. *Munro G. H.*, Travelling disturbances in the ionosphere, *Proc. Roy. Soc.*, **A202**, 208—223 (1950).

279. *Murno G. H.*, Reflexions from irregularities in the ionosphere, *Proc. Roy. Soc.*, **A219**, 447—463 (1953).
280. *Murno G. H.*, Travelling ionospheric disturbances in the F region, *Aust. J. Phys.*, **11**, 91—112 (1958).
281. *Мурадов А., Фаткуллин М. Н.*, Планетарное распределение дрейфов в области F 2 ионосферы, возбуждаемое движениями нейтрального газа, *Геомагн. и астрономия*, **8**, 207—211 (1968).
282. *Nelms G. L.*, Ionospheric results from the topside sounder satellite Alouette, *Space research IV*, ed. Muller P., North Holland, Amsterdam, 1964, p. 437—448.
283. *Piddington J. H.*, Irregularities in the upper ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **12**, 127—136 (1964).
284. *Piddington J. H.*, Ionospheric and magnetospheric anomalies and disturbances, *Planet. Space Sci.*, **12**, 553—566 (1964).
285. *Press F., Harkrider D.*, Propagation of acoustic-gravity waves in the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3889—3908 (1962).
286. *Rastogi R. G.*, The morphology of lunar semi-diurnal variation in $f_0 F_2$ near solar noon, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **22**, 290—297 (1961).
287. *Rastogi R. G.*, The effect of geomagnetic activity on the F2 region over Central Africa, *J. Geophys. Res.*, **67**, 1367—1374 (1962).
288. *Rastogi R. G., Alurkar S. K.*, Lunar tides in the F2—layer of the ionosphere over Ahmedabad, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **26**, 641—658 (1964).
289. *Rawer K.*, Synoptic ionospheric observations, including absorption, drifts and special programmes, *Annals of the IQSY*, Vol. 5, Solar-terrestrial physics: terrestrial aspects, ed. Stickland A. C., M. I. T. Press, Cambridge, Mass., 1969, p. 97—139.
290. *Rishbeth H.*, Further analogue studies of the ionospheric F layer, *Proc. Phys. Soc.*, **81**, 65—77 (1963).
291. *Rishbeth H.*, A time-varying model of the ionospheric F2-layer, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **26**, 657—685 (1964).
292. *Rishbeth H.*, Transequatorial diffusion in the topside ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **15**, 1261—1265 (1967).
293. *Rishbeth H.*, A review of ionospheric F region theory, *Proc. IEEE*, **55**, 16—35 (1967).
294. *Rishbeth H.*, On explaining the behaviour of the ionospheric F region, *Rev. Geophys.*, **6**, 33—71 (1968).
295. *Rishbeth H.*, The effect of winds on the ionospheric F2-peak — II, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 63—71 (1968).
296. *Rishbeth H.*, The F-layer dynamo, *Planet. Space Sci.*, **19**, 263—267 (1971).
297. *Rishbeth H.*, Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region, *Planet. Space Sci.*, **19**, 357—369 (1971).
298. *Rishbeth H., Barron D. W.*, Equilibrium electron distributions in the ionospheric F2-layer, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **18**, 234—252 (1960).
299. *Rishbeth H., Kelley D. M.*, Maps of the vertical F-layer drifts caused by horizontal winds at mid-latitudes, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **33**, 539—545 (1971).
300. *Rishbeth H., Moffett R. J., Bailey G. J.*, Continuity of air motion in the mid-latitude thermosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **31**, 1035—1047 (1969).
301. *Rogister A., D'Angelo N.*, Type II irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3879—3887 (1970).
302. *Rush C. M., John D. E., St., Venkateswaran S. V.*, A unified description of the tidal effects in $f^0 F_2$, *Radio Sei.*, **5**, 1413—1428 (1970).
303. *Sato T., Colin L.*, Morphology of electron concentration enhancement at a height of 1000 kilometers at polar latitudes, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2193—2207 (1969).
304. *Schunk R. W., Walker J. C. G.*, Thermal diffusion in the F2-region of the ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **18**, 535—557 (1970).

305. *Shuman B. M.*, Rocket measurement of the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3889—3901 (1970).
306. *Stubbe P.*, Frictional forces and collision frequencies between moving ion and neutral gases, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 1965—1985 (1968).
307. *Thomas J. O.*, The electron density distribution in the F2 layer of the ionosphere in winter, *J. Geophys. Res.*, **68**, 2707—2718 (1963).
308. *Thome G.*, Long-period waves generated in the polar ionosphere during the onset of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6319—6336 (1968).
309. *Titheridge J. E.*, Periodic disturbances in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 243—252 (1968).
310. *Třitska P.*, The vertical drift of charged particles as a possible cause of variations in the ionospheric absorption, *Space research VII*, Vol. 1, ed. Smith-Rose R. L., North Holland, Amsterdam, 1967, p. 247—253.
311. *VanZandt T. E.*, The neutral atmosphere and the quiet ionosphere, *Physics of Geomagnetic Phenomena*, eds. Matsushita S., and Campbell W. H., Academic Press, New York, 1967, p. 509—559.
312. *VanZandt T. E.*, *Clark W. L.*, Simple models of the lower F2 layer near the dip equator, *Radio Sci.*, **6**, 197—202 (1971).
313. *Varnasavang V.*, *Hargreaves S.*, *Kendall P. C.*, The influence of horizontal air motions on F2-region ionization, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **27**, 707—721 (1965).
314. *Wagner C. U.*, About a 'semi-annual' variation of the amplitude of the geomagnetic Sq-variations in median latitudes, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 579—589 (1968).
315. *Wright J. W.*, The F-region seasonal anomaly, *J. Geophys. Res.*, **68**, 4379—4381 (1963).
316. *Wu M. F.*, Evidence of vertical electromagnetic drift effect on the formation of F region equatorial anomaly, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5612—5617 (1970).
317. *Yonezawa T.*, Theory of formation of the ionosphere, *Space Sci. Rev.*, **5**, 3—56 (1966).

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Амбиполярная диффузия** 343, 352
Атмосфера Земли 152
— — образование и эволюция 159
— — состав 155
— — температура 152
— — теплопроводность 178
— Солнца 16
Атмосферная циркуляция 281
Атмосферные приливы 294
— — в области F_2 362
— — лунные 295, 323
— — солнечные 298, 323
— — теория 302
- «Бабочки» Маундер 38
- Вариация солнечно-суточная (S_q)** 323
— лунно-суточная (L) 323
— Вздутные атмосферы 288
— Внутреннее строение Земли 89
— Водород в термосфере Земли 204
— Волны акустические 365
— альвеновские (гидромагнитные) 46
— гравитационные внутренние 365
- Гелий в атмосфере Земли** 203
Геонд 87
Геоманнитный потенциал 107
Геострофический ветер 279
Герцшпрунга — Рассела диаграмма 14
Гирочастота (ларморовская) 313
Грануляция 17
- Динамо в ионосфере** 313, 326, 355
— — — асимметричное 340
— — — ядре 132
Диполь центральный 120
— экцентричный 122
Дипольное время 120
Диссоциативная рекомбинация 171
Диффузионное равновесие 212
Диффузия в верхней атмосфере Земли
181, 211
Дрейф материков 94
- Земля как планета** 87
Зодиакальный свет 21, 61
- Ионно-атомарные и ионно-молекулярные процессы** 169
Ионосфера Земли 158, 188, 346
— — внешняя 200
— — полярная 232
- Кажущаяся высота отражения** 345
Клеро уравнение 88
Корона 19
Космические лучи 51
Критическая частота 345
- Лапласа уравнение** 107
Лежандра полиномы 108
- Магнитное наклонение** 99
— — поле Земли 95
— — — вековые вариации 129
Магнитные карты 99
— элементы 98
Магнито-ионная теория 344
Масса Солнца 13
M-возмущения 47
- Межпланетная пыль** 61
Межпланетные магнитные поля 43
Метод импульсного зондирования 344
— некогерентного рассеяния 234
Модель земной атмосферы CIRA 1965 153
- Недипольная часть поля** 128
Нестационарное динамо 135
- Области ионосферы** 158, 346
Овал полярных сияний 233
- Перенос излучения** 15
Плазмаосфера 219
Полюса наклонения 99
Полярный ветер 202, 232, 343
Потемнение к краю 17
Проводимость Каулинга 337
— Педерсена 314
— Холла 317
Протоносфера 202
- Реакции термоядерные** 13
- Свечение атмосферы** 235
Секторная структура 43
Скин-слоя толщины 139
Солнечная постоянная 22
Солнечное излучение 21
— — видимое 21
— — радио 25
— — рентгеновское и УФ 23
Солнечные пятна 37
Солнечный ветер 25
— — состав 31
— — характеристики 32
Солнце как звезда 13
— магнитное поле 35
Спикулы 17
Спираль Архимеда 43
Спорадический слой E_s 350
Столкновения и перенос энергии 172
Струйное течение 282
Структура земной атмосферы 152
Сферические гармонические коэффициенты 110
Схема дискового динамо 133
- Температура Солнца** 13
Тропосфера и тропопауза 281
- Уравнения движения земной атмосферы**
277
- Фонтан-эффект** 358
Фотоионизация 160
Фотосфера 16
Фотохимия озона 187
Фраунгоферовы линии 22
Функции Хафа 303
- Хромосфера** 17
- Эволюция Земли** 91
Экваториальная электроструя 337
Эквивалентная глубина 303, 312
Электропроводность Земли 137
- Юпитера атмосфера и внутреннее строение** 140

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редакторов русского издания	7
Из предисловия к английскому изданию	9
Важнейшие обозначения	11
Глава 1. Солнце и межпланетное пространство	13
1.1. Солнце как звезда	13
1.2. Атмосфера Солнца	16
1.3. Солнечное электромагнитное излучение (спокойное Солнце)	21
1.4. Солнечный ветер	25
1.5. Солнце и межпланетные магнитные поля	35
1.6. Космические лучи в межпланетном пространстве	51
1.7. Зодиакальный свет и межпланетная пыль	61
Литература	67
Глава 2. Внутреннее строение Земли и ее магнитное поле	86
2.1. Земля как планета	86
2.2. Магнитное поле Земли	96
2.3. Вековые вариации магнитного поля Земли	129
2.4. Динамо-механизм в ядре	132
2.5. Электропроводность Земли	137
2.6. Внутреннее строение планет	140
Литература	142
Глава 3. Фотохимия земной атмосферы	152
3.1. Структура земной атмосферы	152
3.2. Солнечное излучение и верхняя атмосфера	160
3.3. Ионно-атомарные и ионно-молекулярные процессы	169
3.4. Основные кинетические свойства газов в верхней атмосфере	172
3.5. Химия ионов в верхней атмосфере	185
3.6. Внешняя ионосфера и экзосфера	200
3.7. Свечение атмосферы	235
Литература	250
Глава 4. Динамика верхней атмосферы и динамо-эффект	277
4.1. Уравнения движения земной атмосферы	277
4.2. Атмосферная циркуляция	281
4.3. Приливные колебания атмосферы	294
4.4. Динамо в ионосфере	313
4.5. Динамика ионосферной ионизации	343
Литература	368
Предметный указатель	383