

# SATELLITE ENVIRONMENT HANDBOOK

*Second Edition*

Edited by

FRANCIS S. JOHNSON

*Director, Earth and Planetary Sciences Laboratory  
Southwest Center for Advanced Studies  
Dallas, Texas*

*Contributors*

A. J. Dessler	H. C. Ko
W. B. Hanson	B. J. O'Brien
F. S. Johnson	James F. Vedder

STANFORD UNIVERSITY PRESS, CALIFORNIA

1965

# ОКОЛОЗЕМНОЕ КОСМИЧЕСКОЕ ПРОСТРАНСТВО

*Справочные данные*

Под редакцией Ф. С. ДЖОНСОНА

Перевод с английского  
под редакцией В. П. Шабанского

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР» МОСКВА 1966

37311.

В настоящее время все большему кругу лиц необходимы справочные данные об окружающем нас космическом пространстве. Предлагаемая вниманию читателей книга содержит необходимые сведения по 1964 г. включительно. В восьми разделах книги собраны данные о составе и структуре атмосферы и ионосферы Земли, проникающей радиации вблизи Земли и в межпланетном пространстве, солнечном излучении, метеорных телах, тепловом излучении Земли в космическое пространство, магнитном поле Земли и космическом радиоизлучении. Книга содержит много таблиц и графиков, а также обширную библиографию.

Книга будет ценным справочным пособием для научных и инженерно-технических работников, связанных с исследованиями космического пространства и верхней атмосферы, а также для физиков, геофизиков, астрономов, аэродинамиков, метеорологов, специалистов по ракетостроению и самолетостроению.



## ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящий сборник задуман авторами как справочное пособие по имеющемуся экспериментальному материалу об исследованиях околоземного космического пространства, предназначенное специалистам по проектированию ракет и приборостроителям. С успехом выполняя эту функцию, он, с нашей точки зрения, выходит за рамки обычного краткого справочника, достаточно широко охватывая уровень наших знаний об условиях в околоземном пространстве. Поэтому сборник представляет интерес и для специалистов, работающих в любой из этих областей.

Это объясняется двумя причинами. Во-первых, в результате интенсивных исследований космоса с помощью спутников и ракет в последние годы наши сведения об околоземном космическом пространстве растут с громадной быстротой. Помимо обнаружения новых, неизвестных до запусков спутников явлений (таких, как радиационные пояса, солнечный ветер, протяженность регулярного магнитного поля Земли и т. д.), меняются, иногда коренным образом, наши представления о явлениях, известных и изучаемых очень давно (геомагнитные бури, ионосферные токи, полярные сияния и т. д.). Естественно, что это не позволяет кратко и однозначно резюмировать новые понятия и затрудняет написание справочного руководства обычного типа. Авторам сплошь и рядом приходится излагать не окончательно установившиеся представления.

Во-вторых, настоящий сборник написан квалифицированными и активно работающими (в своей области) исследователями. Именно последнее обстоятельство проявилось в заострении проблемных вопросов, что редко встречается в справочных руководствах.

Со времени выхода данной книги в свет получено много новых сведений о характере радиации и магнитного поля в околоземной области. Наиболее существенные сведения получены на американских спутниках Эксплорер 14 и Эксплорер 18 и серии советских спутников Электрон, запущенных соответственно на расстояния до 15, 30 и 10 радиусов от центра Земли. обрабо-

танные данные значительно уточнили и расширили наши знания о составе и пространственном распределении частиц различных энергий в околоземной плазме, прояснив связь между отдельными геофизическими явлениями. Большую роль в установлении этих связей сыграло комплексное изучение явлений в период МГГ.

Наряду с уточнением ранее полученных результатов было открыто новое явление, теоретически не предсказанное. На расстояниях свыше 10 и вплоть до 30 радиусов Земли приборы, установленные на Эксплорере 18 (IMP-1), обнаружили нейтральный слой магнитного поля с ночной стороны магнитосферы в плоскости эклиптики. Толщина, на которой вытянутое в сторону от Солнца поле меняло знак на противоположный, оказалась порядка всего 600 км. Это важнейшее открытие, как показывает теоретическое рассмотрение причин возможного появления нейтрального слоя, заполненного электронами с энергией в несколько десятков кэВ, и возможных следствий его существования, может пролить свет на многие геофизические явления, в особенности связанные с высокими широтами.

Перевод осуществлен группой сотрудников НИИЯФ МГУ: гл. 1, 2 и 4 переведены О. В. Хорошевой, гл. 3 и предисловие — А. Е. Антоновой, гл. 6 и 8 — В. С. Бассоло, гл. 5 и 7 — А. И. Ершковым.

*В. П. Шабанский*

Февраль 1966 г.

## ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Первое издание этого справочника было подготовлено в связи с многочисленными пожеланиями составителей инженерных космических проектов для ознакомления с наилучшими имеющимися данными об окружающей спутник среде. Оно вышло в 1961 г., в начале космической эры, когда информация, касающаяся естественной окружающей среды, еще только начала поступать, и притом с очень большой быстротой. Было ясно, что в ближайшем будущем потребуется пересмотр многих данных, представленных в книге.

За три с половиной года, прошедшие со времени подготовки первого издания, данные сыпались с приводящей в замешательство скоростью, и подготовка второго издания была значительно более трудной задачей, чем первого. Как ни странно, только несколько представлений, изложенных в первом издании, оказались неправильными. Еще более удивителен тот факт, что лишь незначительное число старых идей нуждалось в изменении. Скорее, в старый список были просто внесены новые понятия и явления, например добавлен слой ионов гелия в модели ионосферы без значительного изменения других характеристик ионосферы или добавлен пояс протонов с энергией 1 Мэв во внешнем радиационном поясе Земли без значительного изменения прежних оценок величины потока.

Природа большинства явлений, не выясненная ко времени написания первого издания, все еще остается невыясненной — особенно это относится к таким явлениям, как полярные сияния и радиационные пояса Земли. В настоящее время эти явления могут быть описаны точнее и детальнее, однако вызывающие их механизмы до сих пор ускользают от понимания. Можно только надеяться, что в последующие несколько лет положение прояснится.

В этом новом издании окружающая спутник среда описана значительно лучше и сделано много добавлений. Например, рассмотрены три модели атмосферы, типичные для максимума и минимума солнечных пятен и промежуточного случая, причем последняя модель дает распределение плотности, близкое

к американской модели Стандартной атмосферы 1962 г., а в остальном, как считают, имеет более близкие к действительности физические параметры, чем модель Стандартной атмосферы 1962 г. Более детальное описание верхней части ионосферы стало возможным после измерений, проведенных на спутнике Алуэт, и усовершенствования теоретических представлений. Более подробно описаны движение заряженных частиц, системы магнитных координат и радиация, захваченная магнитным полем, включая радиационный пояс, образованный в результате высотного ядерного взрыва «Морская звезда». Представлены многочисленные новые данные о далеком ультрафиолетовом участке солнечного спектра. На основе измерений, проведенных с космических кораблей, в значительной степени пересмотрены данные о метеорных телах. Глава о радиошумах совершенно переделана, включено солнечное радиоизлучение с длиной волны 10,7 см, являющееся важной характеристикой ультрафиолетового излучения Солнца. Предлагается более подробное описание геомагнитной активности и переработанная картина взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем.

Для того чтобы сохранить размеры книги в разумных пределах, мы пытались рассматривать каждый вопрос так кратко, насколько это возможно, чтобы не пострадала ясность изложения при использовании книги в качестве справочника. Мы надеемся, что исследователи простят нас, когда обнаружат, что предмет их изучения, который сам по себе мог бы занять большой том, сжат до нескольких страниц.

Как и раньше, мы признательны нашим коллегам по научному обществу за многочисленные беседы по вопросам, связанным с этим справочником. Мы также оценили быструю обработку рукописи издательством Станфордского университета. Ракетная компания Локхид оказала поддержку при подготовке первого издания этого справочника; мы благодарны за то, что эта компания великодушно передала принадлежащую ей рукопись издательству Станфордского университета, и, таким образом, это исправленное издание смогло быть подготовлено.

*Ф. С. Джонсон*

Даллас, Техас,  
ноябрь 1964 г.

## ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Наши сведения об околоземном космическом пространстве быстро растут, тем не менее в этой области все еще имеются большие пробелы, которые будут существовать по крайней мере еще несколько лет. Информация об этой области поступает так быстро, что наши представления находятся в процессе непрерывного развития. Многие явления, описанные в этой книге, три года назад не были известны и об их существовании даже не подозревали. В ближайшие годы некоторые наши современные представления будут, несомненно, в той или иной степени изменены. По-видимому, нас ожидает еще несколько больших сюрпризов.

В подобной ситуации, когда наши знания об окружающем космическом пространстве с каждым днем приумножаются и меняются, опубликование существующих результатов может показаться нецелесообразным. Однако наилучшие оценки основных характеристик окружающего космического пространства крайне необходимы при создании инженерных проектов космических систем и в быстро развивающейся области космической физики.

Представленные здесь параметры окружающей Землю среды собраны по многочисленным просьбам составителей инженерных проектов, направленным в исследовательскую группу физики космического пространства при ракетной компании Локхид. Вполне понятно, что в процессе исследования очень удобно располагать сведениями по ряду смежных областей. Поэтому мы надеемся, что собранные в этой книге данные и их анализ окажутся полезными в разнообразных исследовательских и инженерных программах создания космических систем, в геофизике, метеорологии и других областях.

Имеющиеся данные о геофизической среде, окружающей искусственные спутники Земли, представлены довольно полно. Обсуждаются основные факторы космического окружения спутника — структура верхней атмосферы и ионосферы, радиация проникающих частиц, солнечная радиация, метеорные тела, радиощумы, тепловое излучение Земли и геомагнетизм — и дается

оценка существующих данных. Для полноты картины в случае недостатка экспериментальных данных они экстраполировались, когда для этого имелись физические основания.

Мы признательны нашим коллегам из научного мира за многочисленные и полезные беседы, связанные с обсуждением материала этой книги. Мы благодарны многим исследовательским группам за возможность использовать некоторые рисунки. Приятным и полезным было сотрудничество с компетентными сотрудниками издательства Станфордского университета. Нам также приятно поблагодарить за содействие Отдел публикаций технических исследований в ракетной компании Локхид и особенно Хосе Бильярррэала за помощь в составлении технического отчета, который положен в основу этой книги.

*Ф. С. Джонсон*

Пало-Альто, Калифорния,  
март 1961 г.

# 1.

## Структура верхней атмосферы

Ф. С. ДЖОНСОН\*

### 1.1. Введение

Структура нижней атмосферы и ее изменение во времени детально изучены метеорологами. Однако очевидно, что количество данных, которыми мы располагаем, убывает с высотой исследования. Тем не менее относительно структуры самых внешних частей атмосферы имеется значительная информация. В этой главе мы уделим основное внимание более высоким уровням атмосферы и почти не будем касаться области, представляющей метеорологический интерес.

С точки зрения распределения температуры атмосферу можно разделить на ряд областей. Самая нижняя область, тропосфера, простирается до высоты около 10 км над полюсами и 16 км над экватором; это основная область, представляющая интерес для метеорологии. Верхняя граница тропосферы называется тропопаузой. Область над тропосферой называется стратосферой, а ее верхняя граница — стратопаузой. Относительно определения стратопаузы нет единого мнения, но, вероятно, наиболее правильно считать стратопаузой область температурного максимума, который наблюдается вблизи уровня 50 км. Над стратопаузой располагается мезосфера, которая простирается до температурного минимума на высоте 80 км. (Часто мезосферой считается обширная область вокруг температурного максимума, а не его верхняя половина, как предлагается выше.) Область над мезопаузой (верхней границей мезосферы) называется термосферой. В ней вплоть до высоты 400 км температура растет (до 200 км круто, а дальше более плавно), а выше этого уровня область становится по существу изотермичной. Часто говорят еще об одной области — экзосфере. Это верхняя часть термосферы, представляющая собой область, в которой

---

\* Southwest Center for Advanced Studies, Dallas.

атмосферный газ настолько разрежен, что столкновениями между нейтральными частицами можно пренебречь. Высота основания экзосферы в течение цикла солнечной активности меняется от 350 до 700 км.

Опубликовано много моделей атмосферы; из них наиболее широко применяются две: атмосфера ARDC 1959 [1] и Стандартная атмосфера 1962. Представленная ниже модель умеренно плотной атмосферы по распределению плотности подобна модели Стандартной атмосферы 1962, но думается, что связанные с ней физические параметры ближе к естественным, чем в модели Стандартной атмосферы [2]. Ниже также приводятся две дополнительные модели атмосферы (низкой и высокой плотности), являющиеся типичным примером предельных условий, которые могут иметь место в атмосфере.

## 1.2. Связь параметров атмосферы

Поскольку Солнце нагревает атмосферу неравномерно, ее физические свойства меняются в пространстве и времени. Физические параметры атмосферы связаны между собой уравнениями. Одно из них — уравнение гидростатического равновесия — определяет вертикальное распределение давления. В дифференциальной форме оно имеет вид

$$dp = -\rho g dh, \quad (1.1)$$

где  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность атмосферы и  $g$  — ускорение силы тяжести на высоте  $h$ . Это уравнение можно также записать в форме

$$\frac{dp}{p} = -\frac{mg}{kT} dh = -\frac{dh}{H}, \quad (1.2)$$

где  $m$  — средняя масса частиц,  $T$  — температура на высоте  $h$ ,  $k$  — постоянная Больцмана и  $H$  — шкала высот. Если  $m$ ,  $g$  и  $T$  постоянны, то  $H$  — высота, на которой давление изменяется в  $e$  раз (основание натурального логарифма); она определяется выражением

$$H = \frac{kT}{mg}. \quad (1.3)$$

Проинтегрировав уравнение (1.2), получим

$$\frac{p}{p_0} = \exp\left(-\int_0^h \frac{mg}{kT} dh\right), \quad (1.4)$$

где  $p_0$  — давление на произвольно выбранном уровне  $h=0$ . При помощи (1.4) можно определить отношение давлений для лю-

бых двух уровней, для которых известно отношение температур и средних масс частиц.

Если температура и средняя масса частиц не изменяются с высотой и если считать  $g$  постоянным, уравнение (1.4) можно привести к более простому виду

$$\frac{p}{p_0} = \exp\left(-\frac{h}{H}\right) = \exp\left(-\frac{mgh}{kT}\right). \quad (1.4')$$

Далее  $\rho/\rho_0 = n/n_0 = p/p_0$ , где  $\rho$  и  $n$  — плотность атмосферы и концентрация частиц на высоте  $h$ , а  $\rho_0$  и  $n_0$  — соответствующие величины на исходном уровне, где  $h=0$ . Если учесть изменение  $g$  с высотой, то вместо уравнения (1.4) получится

$$\frac{p}{p_0} = \frac{n}{n_0} = \frac{\rho}{\rho_0} = \exp\left[-\frac{m g_0 R_0 h}{(R_0 + h) k T}\right], \quad (1.4'')$$

где  $R_0$  — расстояние от центра Земли до исходного уровня и  $g_0$  — ускорение силы тяжести на этом уровне. Уравнение (1.4'') является одной из форм обобщенного гидростатического уравнения.

Если температура и средняя масса частиц меняются с высотой, то вместо уравнений (1.4') и (1.4'') получим с помощью (1.4) следующие уравнения для плотности и концентрации частиц:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{m T_0}{m_0 T} \exp\left(-\int_0^h \frac{m g}{k T} dh\right) \quad (1.5)$$

и

$$\frac{n}{n_0} = \frac{T_0}{T} \exp\left(-\int_0^h \frac{m g}{k T} dh\right). \quad (1.6)$$

В уравнениях (1.4)–(1.6) температура и средняя масса частиц должны быть заданы как функции высоты. Зависимость  $g$  от  $h$  дается формулой

$$g = \frac{g_0 R_0^2}{(R_0 + h)^2}. \quad (1.7)$$

Это наиболее общие уравнения, выражающие зависимость физических свойств атмосферы от высоты.

Градиент давления может иметь также и горизонтальную составляющую. Это должно приводить к горизонтальным движениям, выравнивающим давление. Однако на движущуюся атмосферу действует сила Кориолиса, появляющаяся из-за вращения Земли. Под действием силы Кориолиса движение отклоняется настолько, что при известных обстоятельствах поток, выравнивающий давление, обращается в нуль. Этот предельный

случай движения соответствует равновесной циркуляции, при которой связанные с ней силы (Кориолиса и центробежная) уравновешиваются силой горизонтального градиента давления. Если центробежная сила, обусловленная кривизной траектории частиц, пренебрежимо мала, то равновесная циркуляция может быть рассчитана из условия равенства сил Кориолиса и градиента давления. Рассчитанный таким образом ветер называется геострофическим, и величина его скорости дается уравнением

$$v = \frac{1}{2\rho\Omega \sin \lambda} |\nabla_{HP}|, \quad (1.8)$$

где  $|\nabla_{HP}|$  — величина горизонтального градиента давления,  $\Omega$  — угловая скорость вращения Земли и  $\lambda$  — широта. Выражение для скорости можно записать также в форме

$$v = \frac{gs}{2\Omega \sin \lambda}, \quad (1.8')$$

где  $s$  — наклон поверхности постоянного давления, проходящей через рассматриваемую точку. Если движение масс воздуха совершается по искривленной траектории, то в уравнение (1.8) следует добавить член, обусловленный центробежной силой. Рассчитанный таким образом ветер называется градиентным.

Несмотря на выравнивающее действие ветра, отклонение давления от равновесного значения (вариации давления) меняется с высотой. На поверхности Земли вариации не очень велики. Предельное отклонение давления от среднего значения составляет около  $\pm 5\%$  (если не считать торнадо). На высотах вплоть до 100 км или несколько больше распределение давления и ветровое поле связаны уравнением градиентного ветра. Сила наблюдаемых ветров свидетельствует о том, что давление на таких высотах относительно постоянно, хотя вариации значительно превышают  $\pm 5\%$ , наблюдаемые на поверхности Земли. На высотах много больше 100 км большую роль играют силы вязкости, препятствующие возникновению равновесной циркуляции [3] даже при наличии неравномерного нагрева, который имеет место в этом интервале высот. В результате на высотах около 200 км давление почти постоянно (в пределах коэффициента меньше 2) благодаря выравнивающему действию циркуляции.

### 1.3. Характеристики атмосферы

В тропосфере температура и давление измеряются непосредственно при помощи приборов, поднимаемых на воздушных шарах, а высота наблюдения определяется из гидростатического уравнения (1.1). Однако, по мере того как шар поднимается над

тропосферой, прямое измерение температуры становится затруднительным, потому что показания измерительных элементов определяются не теплопередачей непосредственно окружающих областей, а лучистым равновесием с более удаленной средой. Поэтому в нижнем интервале высот, доступных для ракет, обычно измеряется давление в зависимости от высоты или

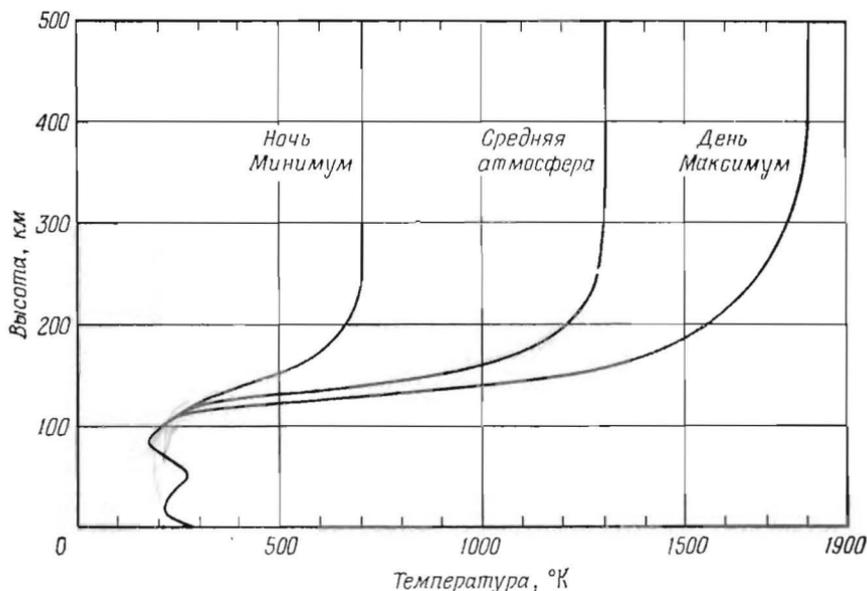


Рис. 1.1. Распределение температуры в атмосфере, типичное для ночных условий вблизи минимума, для дневных условий вблизи максимума цикла солнечных пятен и среднее между ними.

по скорости звука определяется температура, причем источником звука являются гранаты, поднимаемые на ракетах. Выше 100 км давление уже трудно измерить, а звук распространяется плохо. Поэтому там обычно измеряется плотность в зависимости от высоты, и измерения производятся либо при помощи чувствительных к плотности газа вакуумных приборов, либо по торможению спутников.

На рис. 1.1 приведено распределение температуры в атмосфере в моменты экстремумов цикла солнечной активности, а также распределение для средних условий, которое приблизительно согласуется с распределением плотности, принятым в модели Стандартной атмосферы 1962. Ниже 100 км изменений с циклом солнечной активности не обнаружено. На больших высотах имеются заметные сезонные вариации. Как видно из

рис. 1.1, самая низкая температура достигается ночью в период минимума цикла солнечной активности. Температуры много ниже тех, которые указаны в этом распределении, по-видимому, не должны встречаться. Промежуточный случай хорошо согласуется с распределением плотности, выбранным в модели Стандартной атмосферы 1962 [2]. Он примерно соответствует ночным условиям вблизи максимума цикла солнечной активности или дневным условиям в середине этого цикла. Самое высокое значение температуры достигается в распределении, типичном для дневных условий вблизи максимума цикла солнечной активности. Более высокие температуры, вероятно, могут встретиться только в период очень больших солнечных возмущений вблизи максимума цикла солнечной активности. Крайние температурные кривые на рис. 1.1 базируются главным образом на данных, полученных по торможению спутников [4—6]. Резкий подъем температуры между 100 и 200 км и изотермическое распределение выше 300 или 400 км согласуются с теорией, впервые предложенной Спитцером [7] и затем развитой Бейтсом [8] и Джонсоном [9, 10]. Позднее другие исследователи также приняли эту концепцию, основываясь либо на теоретических работах [11], либо на экспериментальных доказательствах [12]. Изотермические условия, показанные в верхней части кривых рис. 1.1, относятся к высотам в несколько тысяч километров, дальше которых средняя энергия частиц уменьшается, потому что некоторые более энергичные частицы покидают атмосферу.

На рис. 1.2 для выбранных условий приведены данные о плотности в интервалах высот 0—500 и 0—2500 км. Даются три кривые: для дневных условий вблизи максимума цикла солнечной активности, для ночных условий вблизи минимума цикла и для средней атмосферы, которая очень близка к Стандартной атмосфере 1962.

На рис. 1.3 показана концентрация различных атмосферных составляющих вблизи экстремумов цикла солнечной активности. Эти концентрации в сочетании с оередненным температурным распределением рис. 1.1 хорошо согласуются с распределением плотности, принятым в модели Стандартной атмосферы (рис. 1.4). Относительно количественного состава верхней атмосферы имеются значительные неопределенности. Тем не менее ясно, что на высоких уровнях процессы диффузии протекают достаточно быстро, поэтому выше некоторого уровня в гравитационном поле стремится превалировать диффузионное равновесие. Николэ впервые обнаружил [13], что вблизи максимума цикла солнечной активности на высотах более 1500 км основной атмосферной составляющей является гелий. Это обстоятельство

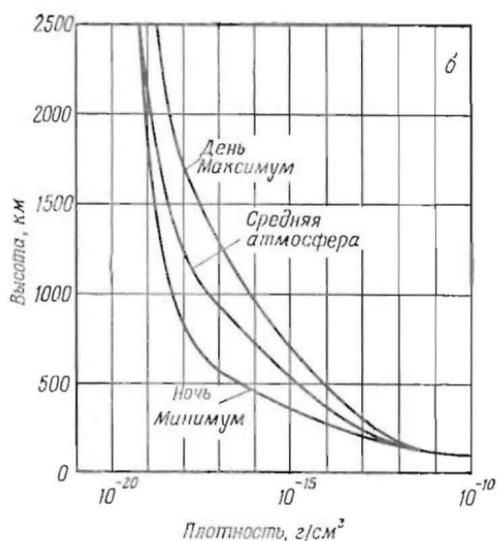
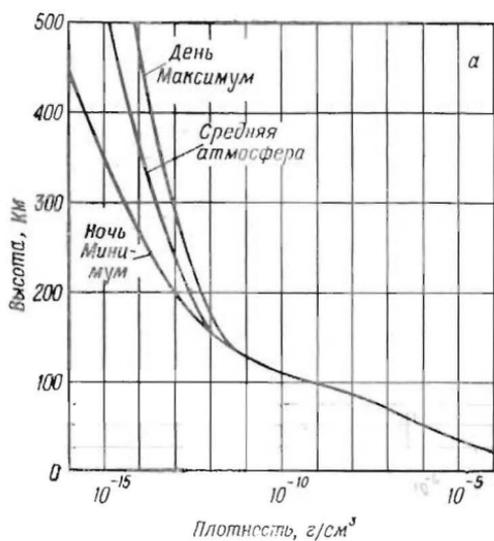


Рис. 1.2. Распределение плотности атмосферы, типичное для ночных условий вблизи минимума цикла солнечных пятен, для дневных условий вблизи максимума цикла и среднее между ними.

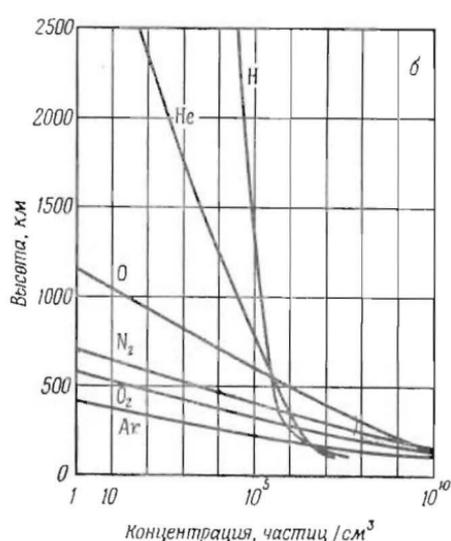
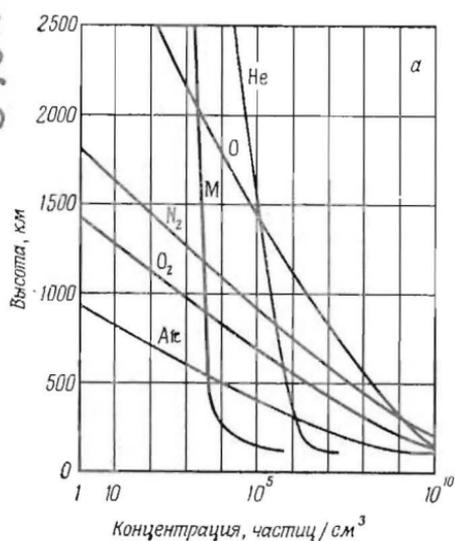


Рис. 1.3. Концентрация основных атмосферных составляющих. *а* — дневные условия вблизи максимума цикла солнечных пятен; *б* — ночные условия вблизи минимума цикла солнечных пятен.

указывает на то, что распределение, соответствующее диффузионному равновесию, должно простираться вниз до высоты около 105 км по крайней мере для некоторых составляющих. Первые масс-спектрометрические измерения, указывающие на наличие диффузионного равновесия между аргоном и азотом выше 110 км, были выполнены Мидоусом и Таунсендом [14].

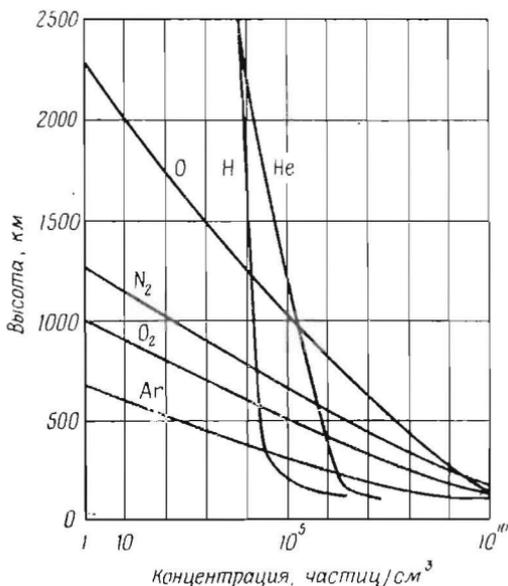


Рис. 1.4. Концентрация основных атмосферных составляющих для температуры экзосферы 1300° К.

Преобладание диффузионно-равновесного распределения на высотах более 105 км следует также из прямых измерений молекулярного кислорода [15], атомарного и молекулярного кислорода [16] и атмосферного состава [17]. При диффузионном равновесии каждая составляющая распределяется независимо от других. Поэтому вертикальное распределение каждой компоненты является именно таким, которое при распределении температуры, показанном на рис. 1.1, преобладало бы в случае отсутствия всех других составляющих. Следовательно, форму каждой из приведенных кривых можно вычислить индивидуально, используя уравнение гидростатического равновесия.

Концентрация атомарного водорода в атмосфере Земли была определена спектроскопически вблизи максимума цикла солнечной активности [18]. Вблизи середины цикла Хансон и др. [19]

определили концентрацию на высоте 500 км по измерениям ионов, выполненным Тейлором и др. [20]. Она оказалась выше, чем в измерениях Перселла и Тауси. Как видно из рис. 1.3 и 1.4, вблизи минимума цикла солнечной активности концентрация должна быть еще выше. Причиной этого увеличения состоит в том, что скорость поступления атомарного водорода в атмосферу, а следовательно, и его скорость убегания из атмосферы почти постоянны в течение цикла солнечной активности. Однако вблизи минимума цикла верхняя атмосфера холоднее, поэтому, чтобы поддерживать постоянный убегаящий поток, в атмосфере должна быть создана большая концентрация атомарного водорода. Хансон и Паттерсон [21] показали, что суточные вариации концентрации атомарного водорода относительно невелики и что ночная концентрация, так же как и дневная, зависит в основном от максимума дневной температуры, достигаемой в верхней термосфере. В соответствии с этим распределение концентрации атомарного водорода на рис. 1.3, б для ночного времени в период минимума солнечной активности, когда температура фактически равна 700°К, было рассчитано по температуре 930°К — примерный температурный максимум, достигаемый днем. Концентрация водорода на рис. 1.3, а и 1.4 была определена по температурам 1800 и 1300°К, так как эти кривые представляют дневные условия. Распределение водорода ниже 400 км существенно отличается от диффузионно-равновесного распределения из-за диффузионного потока водорода вверх через атмосферу [22].

Ожидаемые концентрации атомарного водорода на больших высотах показаны на рис. 1.5. Приведенные концентрации вычислены в предположении, что число атомов, захваченных гравитационным полем Земли, значительно меньше числа атомов, движущихся вверх от основания экзосферы по баллистическим орбитам и покидающих Землю. Если на орбитах остается существенное количество захваченных атомов, то действительные концентрации могут быть значительно выше, чем показано на рисунке (например, в 3 раза на расстоянии 5 земных радиусов). Однако из-за ионизации солнечным излучением последнее предположение становится маловероятным. В нижней области экзосферы концентрация больше при низкой температуре, т. е. во время минимума солнечной активности. Однако она падает с высотой более круто, чем во время максимума. Поэтому в течение цикла солнечной активности на расстояниях свыше 5 радиусов Земли концентрации более постоянны, чем в нижней области экзосферы.

На рис. 1.6 показан средний молекулярный вес верхней атмосферы в зависимости от высоты вплоть до 2500 км. Резкое

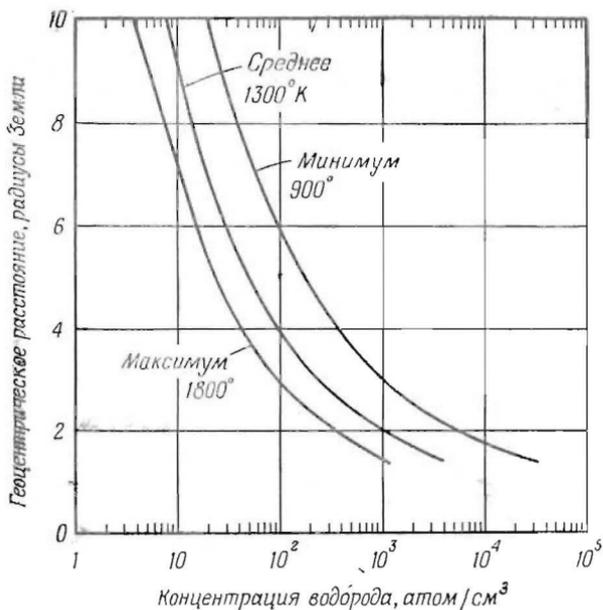


Рис. 1.5. Распределение атомарного водорода для дневных условий вблизи максимума цикла солнечных пятен, вблизи минимума цикла и среднее между ними.

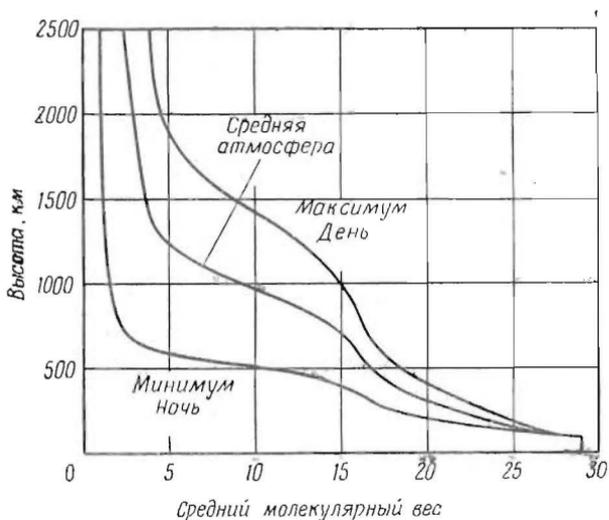


Рис. 1.6. Распределение среднего молекулярного веса, типичное для дневных условий вблизи максимума цикла солнечных пятен, для ночных условий вблизи минимума цикла и среднее между ними.

уменьшение молекулярного веса, наблюдаемое вблизи 500 км в период минимума солнечных пятен и вблизи 1400 км в период максимума, обусловлено наличием атомарного водорода и гелия в атмосфере. Ниже 100 км молекулярный вес быстро приближается к постоянному значению 29,0, которое справедливо на всех уровнях ниже 80 км.

Некоторые параметры атмосферы приведены в табл. 1.1—1.3 для атмосфер низкой, умеренной и высокой плотностей, представленных на рис. 1.1—1.6. В таблицах также даны шкала высот, давление, полная концентрация частиц и концентрации молекулярного азота и атомарного и молекулярного кислорода.

#### 1.4. Атмосферные вариации

Признано, что атмосфера подвижна и что в ней часто происходят изменения. Наблюдаются вариации нескольких типов: связанные с циклом солнечных пятен, суточными эффектами, солнечной активностью, магнитной активностью и временем года.

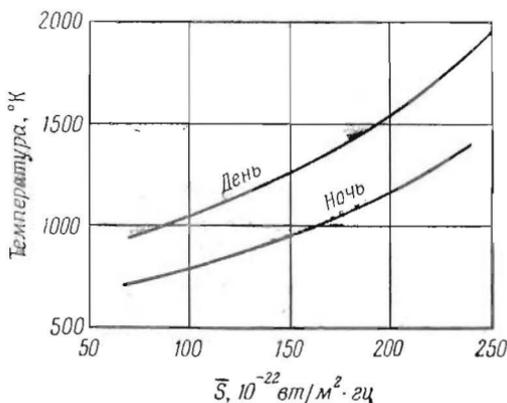


Рис. 1.7. Зависимость средних значений дневной и ночной температуры экзосферы от величины потока радиоизлучения Солнца на волне 10,7 см, усредненного по 27-дневным периодам.

Вариации, связанные с циклом солнечных пятен, были уже описаны, по крайней мере были указаны их приблизительные пределы. Они являются самыми большими из вариаций и, вероятно, обусловлены вариациями солнечного излучения в крайней ультрафиолетовой области. На рис. 1.7 приведены длиннопериодные вариации температуры экзосферы по данным Яккия и Слоуи [6], показана зависимость дневного максимума и

Таблица 1.1

Зависимость параметров атмосферы от высоты для атмосферы низкой плотности  
(ночное время вблизи минимума цикла солнечных пятен)

Температура  $T$ , концентрация частиц  $n$ , плотность  $\rho$ , давление  $p$ , молекулярный вес  $M$ , шкала высот  $H$ , концентрация атомарного кислорода  $n(O)$ , концентрация молекулярного кислорода  $n(O_2)$ , концентрация молекулярного азота  $n(N_2)$  даны в функции высоты  $h$ .

$h$ , км	$T$ , °K	$n$ , частиц/см <sup>3</sup>	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$p$ , дина/см <sup>2</sup>	$M$	$H$ , км	$n(O)$ , частиц/см <sup>3</sup>	$n(O_2)$ , частиц/см <sup>3</sup>	$n(N_2)$ , частиц/см <sup>3</sup>
105	224	$4,59 \cdot 10^{12}$	$2,14 \cdot 10^{-10}$	$1,42 \cdot 10^{-1}$	28,07	7,00	$2,80 \cdot 10^{11}$	$7,93 \cdot 10^{11}$	$3,48 \cdot 10^{12}$
110	243	$2,14 \cdot 10^{12}$	$9,86 \cdot 10^{-11}$	$7,18 \cdot 10^{-2}$	27,73	7,69	$1,74 \cdot 10^{11}$	$3,34 \cdot 10^{11}$	$1,62 \cdot 10^{12}$
120	290	$5,51 \cdot 10^{11}$	$2,47 \cdot 10^{-11}$	$2,20 \cdot 10^{-2}$	26,96	9,47	$7,33 \cdot 10^{10}$	$7,04 \cdot 10^{10}$	$4,05 \cdot 10^{11}$
130	350	$1,76 \cdot 10^{11}$	$7,64 \cdot 10^{-12}$	$8,51 \cdot 10^{-3}$	26,12	11,84	$3,42 \cdot 10^{10}$	$1,85 \cdot 10^{10}$	$1,23 \cdot 10^{11}$
140	425	$6,83 \cdot 10^{10}$	$2,87 \cdot 10^{-12}$	$4,01 \cdot 10^{-3}$	25,27	14,90	$1,76 \cdot 10^{10}$	$5,98 \cdot 10^9$	$4,46 \cdot 10^{10}$
150	490	$3,21 \cdot 10^{10}$	$1,30 \cdot 10^{-12}$	$2,17 \cdot 10^{-3}$	24,45	17,81	$1,03 \cdot 10^{10}$	$2,36 \cdot 10^9$	$1,94 \cdot 10^{10}$
160	548	$1,71 \cdot 10^{10}$	$6,70 \cdot 10^{-13}$	$1,29 \cdot 10^{-3}$	23,66	20,65	$6,52 \cdot 10^9$	$1,05 \cdot 10^9$	$9,46 \cdot 10^9$
180	625	$6,25 \cdot 10^9$	$2,30 \cdot 10^{-13}$	$5,39 \cdot 10^{-4}$	22,19	25,26	$3,11 \cdot 10^9$	$2,74 \cdot 10^8$	$2,86 \cdot 10^9$
200	664	$2,80 \cdot 10^9$	$9,71 \cdot 10^{-14}$	$2,57 \cdot 10^{-4}$	20,87	28,71	$1,69 \cdot 10^9$	$8,55 \cdot 10^7$	$1,03 \cdot 10^9$
220	688	$1,40 \cdot 10^9$	$4,57 \cdot 10^{-14}$	$1,33 \cdot 10^{-4}$	19,72	31,67	$9,66 \cdot 10^8$	$2,90 \cdot 10^7$	$3,97 \cdot 10^8$
240	699	$7,47 \cdot 10^8$	$2,33 \cdot 10^{-14}$	$7,21 \cdot 10^{-5}$	18,77	34,02	$5,73 \cdot 10^8$	$1,04 \cdot 10^7$	$1,61 \cdot 10^8$
260	700	$4,21 \cdot 10^8$	$1,26 \cdot 10^{-14}$	$4,07 \cdot 10^{-5}$	17,99	35,75	$3,47 \cdot 10^8$	$3,82 \cdot 10^6$	$6,72 \cdot 10^7$
280	700	$2,43 \cdot 10^8$	$7,02 \cdot 10^{-15}$	$2,35 \cdot 10^{-5}$	17,38	37,24	$2,12 \cdot 10^8$	$1,42 \cdot 10^6$	$2,82 \cdot 10^7$
300	700	$1,44 \cdot 10^8$	$4,02 \cdot 10^{-15}$	$1,39 \cdot 10^{-5}$	16,89	38,55	$1,29 \cdot 10^8$	$5,29 \cdot 10^5$	$1,19 \cdot 10^7$
350	700	$4,11 \cdot 10^7$	$1,09 \cdot 10^{-15}$	$3,97 \cdot 10^{-6}$	15,97	41,37	$3,82 \cdot 10^7$	$4,61 \cdot 10^4$	$1,41 \cdot 10^6$
400	700	$1,28 \cdot 10^7$	$3,19 \cdot 10^{-16}$	$1,24 \cdot 10^{-6}$	14,99	44,73	$1,15 \cdot 10^7$	$4,17 \cdot 10^3$	$1,72 \cdot 10^5$
450	700	$4,46 \cdot 10^6$	$9,88 \cdot 10^{-17}$	$4,31 \cdot 10^{-7}$	13,33	51,06	$3,51 \cdot 10^6$	$3,91 \cdot 10^2$	$2,16 \cdot 10^4$
500	700	$1,85 \cdot 10^6$	$3,26 \cdot 10^{-17}$	$1,79 \cdot 10^{-7}$	10,61	65,11	$1,09 \cdot 10^6$	$3,79 \cdot 10^1$	$2,81 \cdot 10^3$
600	700	$6,34 \cdot 10^5$	$5,07 \cdot 10^{-18}$	$6,13 \cdot 10^{-8}$	4,82	147,60	$1,11 \cdot 10^5$	$3,93 \cdot 10^{-1}$	$5,16 \cdot 10^1$
700	700	$3,93 \cdot 10^5$	$1,67 \cdot 10^{-18}$	$3,80 \cdot 10^{-8}$	2,55	286,40	$1,21 \cdot 10^4$	$4,65 \cdot 10^{-3}$	$1,06 \cdot 10$
800	700	$2,93 \cdot 10^5$	$9,37 \cdot 10^{-19}$	$2,83 \cdot 10^{-8}$	1,93	390,41	$1,40 \cdot 10^3$	$6,22 \cdot 10^{-5}$	$2,44 \cdot 10^{-2}$
900	700	$2,32 \cdot 10^5$	$6,36 \cdot 10^{-19}$	$2,24 \cdot 10^{-8}$	1,65	468,71	$1,72 \cdot 10^2$	$9,36 \cdot 10^{-7}$	$6,20 \cdot 10^{-4}$
1000	700	$1,90 \cdot 10^5$	$4,64 \cdot 10^{-19}$	$1,84 \cdot 10^{-8}$	1,47	540,85	$2,23 \cdot 10^1$	$1,58 \cdot 10^{-8}$	$1,74 \cdot 10^{-5}$
1500	700	$9,20 \cdot 10^4$	$1,67 \cdot 10^{-19}$	$8,89 \cdot 10^{-9}$	1,09	829,94	$1,80 \cdot 10^{-3}$	$1,02 \cdot 10^{-16}$	$1,19 \cdot 10^{-12}$
2000	700	$5,34 \cdot 10^4$	$9,04 \cdot 10^{-20}$	$5,16 \cdot 10^{-9}$	1,02	1004,78	$4,45 \cdot 10^{-7}$	$6,27 \cdot 10^{-24}$	$5,83 \cdot 10^{-19}$
2500	700	$3,35 \cdot 10^4$	$5,60 \cdot 10^{-20}$	$3,24 \cdot 10^{-9}$	1,00	1144,91	$2,81 \cdot 10^{-10}$	$2,50 \cdot 10^{-30}$	$1,46 \cdot 10^{-24}$

Таблица 1.2

## Зависимость параметров атмосферы от высоты для атмосферы умеренной плотности

Температура  $T$ , концентрация частиц  $n$ , плотность  $\rho$ , давление  $p$ , молекулярный вес  $M$ , шкала высот  $H$ , концентрация атомарного кислорода  $n(O)$ , концентрация молекулярного кислорода  $n(O_2)$ , концентрация молекулярного азота  $n(N_2)$  даны в функции высоты  $h$ .

$h$ , км	$T$ , °К	$n$ , частиц/см <sup>3</sup>	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$p$ , дин/см <sup>2</sup>	$M$	$H$ , км	$n(O)$ , частиц/см <sup>3</sup>	$n(O_2)$ , частиц/см <sup>3</sup>	$n(N_2)$ , частиц/см <sup>3</sup>
105	224	$4,59 \cdot 10^{12}$	$2,14 \cdot 10^{-10}$	$1,42 \cdot 10^{-1}$	28,07	7,00	$2,80 \cdot 10^{11}$	$7,93 \cdot 10^{11}$	$3,48 \cdot 10^{12}$
110	245	$2,13 \cdot 10^{12}$	$9,80 \cdot 10^{-11}$	$7,20 \cdot 10^{-2}$	27,73	7,76	$1,73 \cdot 10^{11}$	$3,33 \cdot 10^{11}$	$1,61 \cdot 10^{12}$
120	295	$5,47 \cdot 10^{11}$	$2,45 \cdot 10^{-11}$	$2,23 \cdot 10^{-2}$	26,97	9,63	$7,25 \cdot 10^{10}$	$7,01 \cdot 10^{10}$	$4,02 \cdot 10^{11}$
130	466	$1,51 \cdot 10^{11}$	$6,58 \cdot 10^{-12}$	$9,71 \cdot 10^{-3}$	26,25	15,68	$2,79 \cdot 10^{10}$	$1,64 \cdot 10^{10}$	$1,06 \cdot 10^{11}$
140	693	$6,09 \cdot 10^{10}$	$2,60 \cdot 10^{-12}$	$5,82 \cdot 10^{-3}$	25,71	23,88	$1,37 \cdot 10^{10}$	$5,86 \cdot 10^9$	$4,12 \cdot 10^{10}$
150	880	$3,33 \cdot 10^{10}$	$1,40 \cdot 10^{-12}$	$4,05 \cdot 10^{-3}$	25,28	30,94	$8,57 \cdot 10^9$	$2,92 \cdot 10^9$	$2,18 \cdot 10^{10}$
160	997	$2,18 \cdot 10^{10}$	$9,00 \cdot 10^{-13}$	$3,00 \cdot 10^{-3}$	24,89	35,70	$6,25 \cdot 10^9$	$1,76 \cdot 10^9$	$1,37 \cdot 10^{10}$
180	1140	$1,14 \cdot 10^{10}$	$4,58 \cdot 10^{-13}$	$1,80 \cdot 10^{-3}$	24,17	42,30	$3,91 \cdot 10^9$	$7,90 \cdot 10^8$	$6,70 \cdot 10^9$
200	1213	$6,85 \cdot 10^9$	$2,67 \cdot 10^{-13}$	$1,15 \cdot 10^{-3}$	23,47	46,63	$2,72 \cdot 10^9$	$4,06 \cdot 10^8$	$3,72 \cdot 10^9$
220	1251	$4,39 \cdot 10^9$	$1,66 \cdot 10^{-13}$	$7,58 \cdot 10^{-4}$	22,78	49,85	$1,98 \cdot 10^9$	$2,22 \cdot 10^8$	$2,18 \cdot 10^9$
240	1275	$2,91 \cdot 10^9$	$1,07 \cdot 10^{-13}$	$5,13 \cdot 10^{-4}$	22,11	52,68	$1,47 \cdot 10^9$	$1,25 \cdot 10^8$	$1,32 \cdot 10^9$
260	1286	$1,99 \cdot 10^9$	$7,10 \cdot 10^{-14}$	$3,54 \cdot 10^{-4}$	21,44	55,11	$1,11 \cdot 10^9$	$7,17 \cdot 10^7$	$8,09 \cdot 10^8$
280	1294	$1,39 \cdot 10^9$	$4,80 \cdot 10^{-14}$	$2,48 \cdot 10^{-4}$	20,81	57,48	$8,43 \cdot 10^8$	$4,16 \cdot 10^7$	$5,02 \cdot 10^8$
300	1299	$9,83 \cdot 10^8$	$3,30 \cdot 10^{-14}$	$1,76 \cdot 10^{-4}$	20,21	59,77	$6,43 \cdot 10^8$	$2,43 \cdot 10^7$	$3,14 \cdot 10^8$
350	1300	$4,41 \cdot 10^8$	$1,38 \cdot 10^{-14}$	$7,90 \cdot 10^{-5}$	18,91	64,88	$3,33 \cdot 10^8$	$6,54 \cdot 10^6$	$9,94 \cdot 10^7$
400	1300	$2,09 \cdot 10^8$	$6,23 \cdot 10^{-15}$	$3,76 \cdot 10^{-5}$	17,92	69,52	$1,75 \cdot 10^8$	$1,79 \cdot 10^6$	$3,20 \cdot 10^7$
450	1300	$1,04 \cdot 10^8$	$2,97 \cdot 10^{-15}$	$1,87 \cdot 10^{-5}$	17,19	73,55	$9,23 \cdot 10^7$	$5,01 \cdot 10^5$	$1,05 \cdot 10^7$
500	1300	$5,36 \cdot 10^7$	$1,48 \cdot 10^{-15}$	$9,62 \cdot 10^{-6}$	16,66	76,99	$4,92 \cdot 10^7$	$1,42 \cdot 10^5$	$3,50 \cdot 10^6$
600	1300	$1,54 \cdot 10^7$	$4,05 \cdot 10^{-16}$	$2,76 \cdot 10^{-6}$	15,90	83,04	$1,44 \cdot 10^7$	$1,22 \cdot 10^4$	$4,06 \cdot 10^5$
700	1300	$4,82 \cdot 10^6$	$1,21 \cdot 10^{-16}$	$8,65 \cdot 10^{-7}$	15,09	89,99	$4,36 \cdot 10^6$	$1,12 \cdot 10^3$	$5,02 \cdot 10^4$
800	1300	$1,68 \cdot 10^6$	$3,85 \cdot 10^{-17}$	$3,02 \cdot 10^{-7}$	13,80	101,26	$1,36 \cdot 10^6$	$1,09 \cdot 10^2$	$6,58 \cdot 10^3$
900	1300	$6,79 \cdot 10^5$	$1,32 \cdot 10^{-17}$	$1,22 \cdot 10^{-7}$	11,74	122,29	$4,41 \cdot 10^5$	$1,14 \cdot 10^1$	$9,11 \cdot 10^2$
1000	1300	$3,30 \cdot 10^5$	$5,05 \cdot 10^{-18}$	$5,93 \cdot 10^{-8}$	9,20	160,42	$1,47 \cdot 10^5$	$1,27 \cdot 10^0$	$1,33 \cdot 10^2$
1500	1300	$5,95 \cdot 10^4$	$3,57 \cdot 10^{-19}$	$1,07 \cdot 10^{-8}$	3,61	465,77	$9,16 \cdot 10^4$	$4,94 \cdot 10^{-5}$	$1,84 \cdot 10^{-2}$
2000	1300	$2,40 \cdot 10^4$	$1,17 \cdot 10^{-19}$	$4,31 \cdot 10^{-9}$	2,93	648,58	$1,05 \cdot 10^4$	$6,46 \cdot 10^{-9}$	$7,38 \cdot 10^{-6}$
2500	1300	$1,24 \cdot 10^4$	$4,91 \cdot 10^{-20}$	$2,23 \cdot 10^{-9}$	2,38	896,66	$1,98 \cdot 10^4$	$2,31 \cdot 10^{-12}$	$7,13 \cdot 10^{-9}$

Таблица 1.3

**Зависимость параметров атмосферы от высоты для атмосферы высокой плотности**  
(дневное время вблизи максимума цикла солнечных пятен)

Температура  $T$ , концентрация частиц  $n$ , плотность  $\rho$ , давление  $p$ , молекулярный вес  $M$ , шкала высот  $H$ , концентрация атомарного кислорода  $n(O)$ , концентрация молекулярного кислорода  $n(O_2)$ , концентрация молекулярного азота  $n(N_2)$  даны в функции высоты  $h$ .

$h$ , км	$T$ , °К	$n$ , частиц/см <sup>3</sup>	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$p$ , дин/см <sup>2</sup>	$M$	$H$ , км	$n(O)$ , частиц/см <sup>3</sup>	$n(O_2)$ , частиц/см <sup>3</sup>	$n(N_2)$ , частиц/см <sup>3</sup>
105	224	$4,59 \cdot 10^{12}$	$2,14 \cdot 10^{-10}$	$1,42 \cdot 10^{-1}$	28,07	7,00	$2,80 \cdot 10^{11}$	$7,93 \cdot 10^{11}$	$3,48 \cdot 10^{12}$
110	246	$2,12 \cdot 10^{12}$	$9,78 \cdot 10^{-11}$	$7,21 \cdot 10^{-2}$	27,73	7,79	$1,73 \cdot 10^{11}$	$3,32 \cdot 10^{11}$	$1,60 \cdot 10^{12}$
120	435	$4,41 \cdot 10^{11}$	$1,98 \cdot 10^{-11}$	$2,65 \cdot 10^{-2}$	27,10	14,14	$5,44 \cdot 10^{10}$	$5,83 \cdot 10^{10}$	$3,26 \cdot 10^{11}$
130	705	$1,58 \cdot 10^{11}$	$7,00 \cdot 10^{-12}$	$1,54 \cdot 10^{-2}$	26,67	23,35	$2,43 \cdot 10^{10}$	$1,88 \cdot 10^{10}$	$1,14 \cdot 10^{11}$
140	985	$7,90 \cdot 10^{10}$	$3,46 \cdot 10^{-12}$	$1,07 \cdot 10^{-2}$	26,35	33,12	$1,40 \cdot 10^{10}$	$8,76 \cdot 10^9$	$5,61 \cdot 10^{10}$
150	1190	$5,00 \cdot 10^{10}$	$2,16 \cdot 10^{-12}$	$8,21 \cdot 10^{-3}$	26,08	40,55	$9,84 \cdot 10^9$	$5,22 \cdot 10^9$	$3,48 \cdot 10^{10}$
160	1324	$3,56 \cdot 10^{10}$	$1,53 \cdot 10^{-12}$	$6,51 \cdot 10^{-3}$	25,84	45,69	$7,67 \cdot 10^9$	$3,52 \cdot 10^9$	$2,44 \cdot 10^{10}$
180	1455	$2,15 \cdot 10^{10}$	$9,05 \cdot 10^{-13}$	$4,32 \cdot 10^{-3}$	25,36	51,46	$5,40 \cdot 10^9$	$1,92 \cdot 10^9$	$1,41 \cdot 10^{10}$
200	1545	$1,39 \cdot 10^{10}$	$5,76 \cdot 10^{-13}$	$2,97 \cdot 10^{-3}$	24,88	56,03	$4,01 \cdot 10^9$	$1,12 \cdot 10^9$	$8,79 \cdot 10^9$
220	1605	$9,50 \cdot 10^9$	$3,85 \cdot 10^{-13}$	$2,11 \cdot 10^{-3}$	24,40	59,71	$3,08 \cdot 10^9$	$6,91 \cdot 10^8$	$5,72 \cdot 10^9$
240	1656	$6,65 \cdot 10^9$	$2,64 \cdot 10^{-13}$	$1,52 \cdot 10^{-3}$	23,92	63,24	$2,41 \cdot 10^9$	$4,35 \cdot 10^8$	$3,80 \cdot 10^9$
260	1690	$4,79 \cdot 10^9$	$1,86 \cdot 10^{-13}$	$1,12 \cdot 10^{-3}$	23,43	66,28	$1,92 \cdot 10^9$	$2,81 \cdot 10^8$	$2,58 \cdot 10^9$
280	1721	$3,50 \cdot 10^9$	$1,33 \cdot 10^{-13}$	$8,31 \cdot 10^{-4}$	22,94	69,35	$1,54 \cdot 10^9$	$1,84 \cdot 10^8$	$1,78 \cdot 10^9$
300	1745	$2,60 \cdot 10^9$	$9,70 \cdot 10^{-14}$	$6,27 \cdot 10^{-4}$	22,46	72,27	$1,24 \cdot 10^9$	$1,22 \cdot 10^8$	$1,24 \cdot 10^9$
350	1785	$1,31 \cdot 10^9$	$4,64 \cdot 10^{-14}$	$3,24 \cdot 10^{-4}$	21,29	79,14	$7,48 \cdot 10^8$	$4,52 \cdot 10^7$	$5,19 \cdot 10^8$
400	1799	$7,09 \cdot 10^8$	$2,38 \cdot 10^{-14}$	$1,76 \cdot 10^{-4}$	20,21	85,27	$4,64 \cdot 10^8$	$1,75 \cdot 10^7$	$2,26 \cdot 10^8$
450	1800	$4,02 \cdot 10^8$	$1,29 \cdot 10^{-14}$	$9,98 \cdot 10^{-5}$	19,27	90,81	$2,93 \cdot 10^8$	$6,98 \cdot 10^6$	$1,01 \cdot 10^8$
500	1800	$2,35 \cdot 10^8$	$7,22 \cdot 10^{-15}$	$5,85 \cdot 10^{-5}$	18,48	96,08	$1,86 \cdot 10^8$	$2,82 \cdot 10^6$	$4,57 \cdot 10^7$
600	1800	$8,73 \cdot 10^7$	$2,51 \cdot 10^{-15}$	$2,17 \cdot 10^{-5}$	17,33	105,49	$7,65 \cdot 10^7$	$4,77 \cdot 10^5$	$9,66 \cdot 10^6$
700	1800	$3,50 \cdot 10^7$	$9,65 \cdot 10^{-16}$	$8,70 \cdot 10^{-6}$	16,59	113,33	$3,23 \cdot 10^7$	$8,49 \cdot 10^4$	$2,13 \cdot 10^6$
800	1800	$1,49 \cdot 10^7$	$3,97 \cdot 10^{-16}$	$3,70 \cdot 10^{-6}$	16,08	120,30	$1,40 \cdot 10^7$	$1,59 \cdot 10^4$	$4,91 \cdot 10^5$
900	1800	$6,63 \cdot 10^6$	$1,72 \cdot 10^{-16}$	$1,65 \cdot 10^{-6}$	15,61	127,41	$6,17 \cdot 10^6$	$3,10 \cdot 10^3$	$1,18 \cdot 10^5$
1000	1800	$3,10 \cdot 10^6$	$7,73 \cdot 10^{-17}$	$7,70 \cdot 10^{-7}$	15,04	135,90	$2,79 \cdot 10^6$	$6,34 \cdot 10^2$	$2,94 \cdot 10^4$
1500	1800	$1,84 \cdot 10^5$	$2,63 \cdot 10^{-18}$	$4,57 \cdot 10^{-8}$	8,61	270,46	$7,13 \cdot 10^4$	$4,14 \cdot 10^{-1}$	$4,80 \cdot 10^1$
2000	1800	$5,41 \cdot 10^4$	$4,04 \cdot 10^{-19}$	$1,34 \cdot 10^{-8}$	4,50	585,20	$2,82 \cdot 10^3$	$6,50 \cdot 10^{-4}$	$1,69 \cdot 10^{-1}$
2500	1800	$2,60 \cdot 10^4$	$1,66 \cdot 10^{-19}$	$6,45 \cdot 10^{-9}$	3,86	766,96	$1,61 \cdot 10^2$	$2,11 \cdot 10^{-6}$	$1,12 \cdot 10^{-3}$

ночного минимума температур от потока радиоизлучения Солнца на волне 10,7 см, осредненного по 27-дневным периодам. Этот поток излучения, являющийся полезным индикатором солнечной активности, изменяется от  $70 \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup> · гц вблизи минимума цикла солнечных пятен до  $250 \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup> · гц вблизи максимума (см. рис. 6.3).

Следующей по величине вариацией, по-видимому, является суточная вариация. Яккия и Слоуи [6] указывают, что дневной максимум в температуре экзосферы в 1,33 раза превышает ночной минимум. Максимум температуры наблюдается около 14<sup>h</sup> местного времени, т. е. по долготе максимум отстает от Солнца примерно на 30°. Минимум более пологий, чем максимум, и наблюдается около 05<sup>h</sup> местного времени. Суточная деформация экзосферы почти симметрична по широте и, очевидно, определяется долготой Солнца. Полярные области исследованы плохо, но ясно, что плотность атмосферы там сравнима с плотностью на более низких широтах в ночное время. Причиной суточной вариации температуры является ультрафиолетовое излучение Солнца.

В температуре экзосферы ото дня ко дню происходят более или менее беспорядочные вариации, и суточное значение потока радиоизлучения Солнца на волне 10,7 см является полезным индикатором величины этих вариаций.

На рис. 1.7 показано изменение температуры экзосферы в зависимости от длиннопериодных вариаций радиоизлучения Солнца; короткопериодные же вариации не заметны [4]. В то время как наклон ночной кривой, приведенной на рис. 1.7, равен  $dT/dS=4,5$ , короткопериодные вариации лучше описываются кривой с наклоном 2,5. Таким образом, средняя температура за 27-дневный период может быть определена из рис. 1.7. Температуру в любой данный день можно оценить, введя следующую поправку на температуру, полученную из рис. 1.7:

$$\Delta T = 2,5(S - \bar{S}), \quad (1.9)$$

где  $\bar{S}$  — среднее 27-дневное значение потока солнечного радиоизлучения на волне 10,7 см, а  $S$  — значение этого потока в интересующий нас день. Эти наблюдаемые ото дня ко дню вариации, вероятно, обусловлены вариациями ультрафиолетового излучения Солнца.

Температура экзосферы также изменяется с изменением магнитной активности. Яккия и Слоуи [6] указывают, что на низких широтах увеличение температуры численно равно планетарному  $a_p$ -индексу, а над зимней полярной областью оно в 4—5 раз больше. Эти вариации, вероятно, возникают в результате

поглощения энергии гидромагнитных волн [23, 24], хотя энергичные заряженные частицы также могут играть роль в нагревании полярных районов, где этот эффект выражен сильнее.

В экзосфере наблюдались также годовые и полугодовые вариации температуры [25]. Из этих двух вариаций наиболее отчетливо установлены полугодовые: их амплитуда равна  $\sim 200^\circ\text{K}$  вблизи максимума цикла солнечных пятен и примерно в 2 раза меньше вблизи минимума; полугодовой максимум наблюдается в начале апреля и октября. Годовая вариация имеет максимум в январе и минимум в июле. Причина этих эффектов окончательно не установлена. Геомагнитная активность испытывает полугодовые вариации, которые по фазе совпадают с атмосферными вариациями. Однако атмосферные вариации слишком велики, чтобы их можно было считать следствием магнитных вариаций. Годовая вариация находится в фазе с изменяющимся расстоянием от Земли до Солнца, но опять эффект слишком велик для того, чтобы его можно было объяснить таким образом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Air Force Geophysics Research Directorate, Handbook of Geophysics, Macmillan, 1960, p. 1-1 to 1-43.
2. Johnson F. S., Atmospheric structure, *Astronautics*, 7, № 8, 54-61 (1962).
3. Johnson F. S., Pressure and temperature equalization at 200-km altitude, *J. Geophys. Res.*, **65**, 2227-2232 (1960).
4. Jacchia L. G., Electromagnetic and corpuscular heating of the upper atmosphere, *Space Research III*, ed. W. Priestler, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1963, p. 3-18.
5. Harris I., Priestler W., Heating of the upper atmosphere, *Space Research III*, ed. W. Priestler, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1963, p. 53-75.
6. Jacchia L. G., Slowey J., Atmospheric heating in the auroral zones: a preliminary analysis of the atmospheric drag of the Injun 3 satellite, *J. Geophys. Res.*, **69**, 905-910 (1964).
7. Spitzer L., The terrestrial atmosphere above 300 km, *Atmospheres of the Earth and Planets*, ed. G. P. Kuiper, University of Chicago Press, 1952, p. 211-247.
8. Bates D. R., The temperature of the upper atmosphere, *Proc. Phys. Soc. (London)*, **B64**, 805-821 (1951).
9. Johnson F. S., Temperature distribution of the ionosphere under control of thermal conductivity, *J. Geophys. Res.*, **61**, 71-76 (1956).
10. Johnson F. S., Temperatures in the high atmosphere, *Ann. Geophys.*, **14**, 94-108 (1958).
11. Nicolet M., Les variations de la densité et du transport de chaleur par conduction dans l'atmosphère supérieure, *Space Research*, ed. N. Kallmann Bijl, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1960, p. 46-89.
12. Kallmann Bijl H. K., Daytime and nighttime atmospheric properties derived from rocket and satellite observations, *J. Geophys. Res.*, **66**, 787-795 (1961).

13. Nicolet M., Helium, an important constituent in the lower exosphere, *J. Geophys. Res.*, **68**, 2263—2264 (1961).
14. Meadows E. B., Townsend J. W., IGY rocket measurements of Arctic atmospheric composition above 100 km, *Space Research*, ed. H. Kallmann Bijl. North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1960, p. 175—198.
15. Byram E. T., Chubb T. A., Friedman H., Dissociation of oxygen in the upper atmosphere, *Phys. Rev.*, **98**, 1594—1597 (1955).
16. Schaefer E. J., The dissociation of oxygen measured by a rocket-borne mass spectrometer, *J. Geophys. Res.*, **68**, 1175—1176 (1963).
17. Nier A. O., Hoffman J. H., Johnson C. Y., Holmes J. C., Neutral composition of the atmosphere in the 100- to 200-kilometer range, *J. Geophys. Res.*, **69**, 979—989 (1964).
18. Purcell J. D., Tousey R., The profile of solar hydrogen-Lyman- $\alpha$ , *J. Geophys. Res.*, **65**, 370—372 (1960). (Русский перевод в сб. «Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников», М., ИЛ, 1961, стр. 69.)
19. Hanson W. B., Patterson T. N. L., Degaonkar S. S., Some deductions from a measurement of the hydrogen ion distribution in the high atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **68**, 6203—6205 (1963).
20. Taylor H. A., Brace L. H., Brinton H. C., Smith C. R., Direct measurement of helium and hydrogen ion concentrations and total ion density to an altitude of 940 kilometers, *J. Geophys. Res.*, **68**, 5339—5347 (1963).
21. Hanson W. B., Patterson T. N. L., Diurnal variation of hydrogen concentration in the exosphere, *Planet. Space Sci.*, **11**, 1035—1052 (1963).
22. Bates D. R., Patterson T. N. L., Hydrogen atoms and ions in the thermosphere and exosphere, *Planet. Space Sci.*, **5**, 257—273 (1961).
23. Dessler A. J., Upper atmosphere density variations due to hydromagnetic heating, *Nature*, **184**, 261—262 (1959).
24. Francis W. E., Karplus R., Hydromagnetic waves in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **65**, 3593—3600 (1960).
25. Paetzold H. K., Solar activity effects in the upper atmosphere deduced from satellite observations, *Space Research III*, ed. W. Priester, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1963, p. 28—52.

# 2.

## Структура ионосферы

В. Б. ХАНСОН\*

### 2.1. Введение

Коротковолновое излучение Солнца несет с собой достаточно энергии, чтобы вызвать заметную фотоионизацию земной атмосферы на больших высотах. Поэтому солнечная радиация создает в верхней атмосфере частично ионизованную область, называемую ионосферой. Процесс рекомбинации образовавшихся таким способом ионов и электронов при рассматриваемых низких плотностях газа протекает достаточно медленно, так что на протяжении всей ночи сохраняется довольно высокая концентрация электронов. Днем выявляются отдельные ионосферные «слои», или «области», хотя они выражены не столь отчетливо, как считали первоначально. В порядке увеличения высоты и концентрации ионов они называются областями  $D$ ,  $E$ ,  $F_1$  и  $F_2$ . Различные области ионосферы видны на рис. 2.1, на котором приведены типичные для ночного и дневного времени распределения концентрации электронов в зависимости от высоты. Данные относятся к геомагнитной широте  $30-40^\circ$  и приведены отдельно для моментов экстремумов цикла солнечной активности. Выше максимума слоя  $F_2$  электронная концентрация монотонно убывает вплоть до расстояния в несколько земных радиусов, где геомагнитное поле и протоносфера (самая внешняя часть ионосферы) ограничены солнечным ветром, т. е. межпланетной плазмой. Из сравнения кривых рис. 2.1 видно, что наблюдаются большие суточные колебания, особенно в нижней ионосфере. Ночью области  $F_1$  и  $F_2$  сливаются, а между областями  $E$  и  $F$  появляется впадина (valley). Ночью в области  $D$  электронная концентрация также сильно уменьшается. Зависимость электронной концентрации от широты весьма сложная; она до конца не изучена и не объяснена. Общеизвестные

---

\* Southwest Center for Advanced Studies, Dallas.

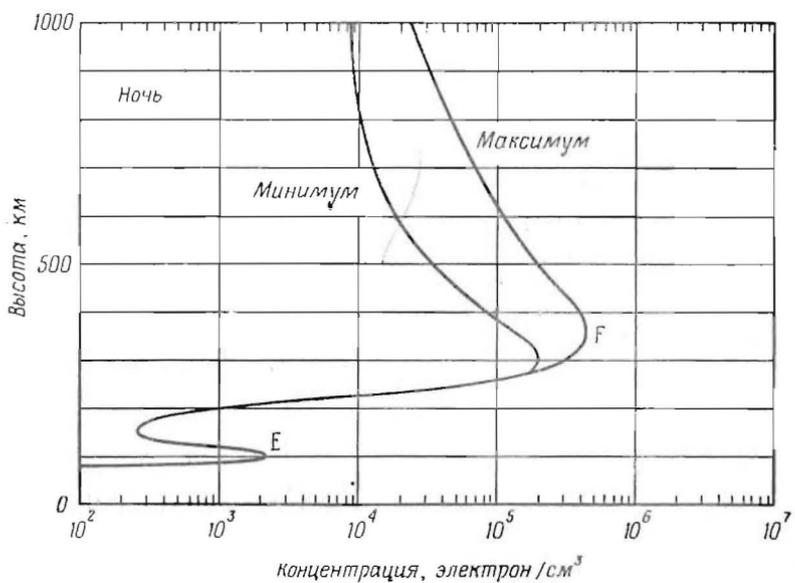
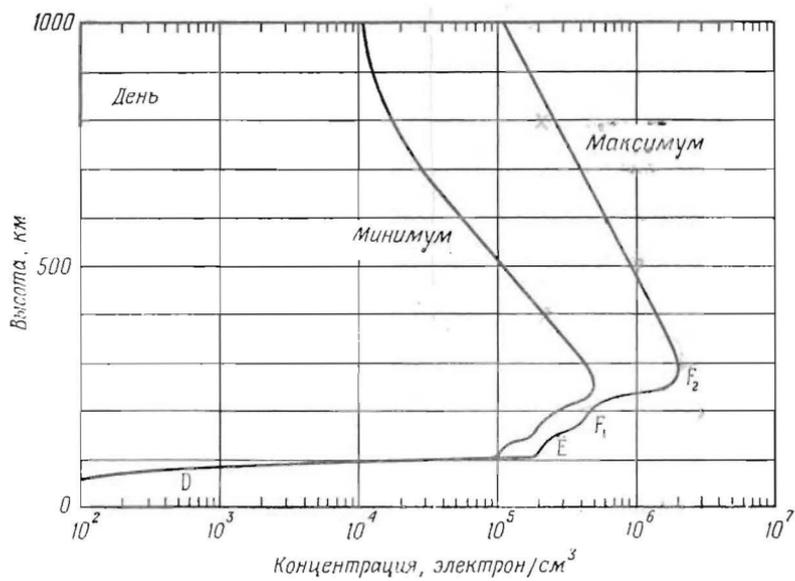


Рис. 2.1. Нормальное распределение электронов в моменты экстремумов цикла солнечной активности.

свойства этой зависимости будут изложены ниже при описании отдельных областей.

Повсюду в ионосфере электронная концентрация по существу равна ионной концентрации. Однако в области  $D$ , где электроны, соединяясь с молекулами, могут образовывать отрицательные ионы, это равенство нарушается. (В других областях ионосферы отрицательные ионы не имеют такого значения.) Иными словами, в ионосфере в целом концентрация электронов и ионов одинакова, потому что они возникают и исчезают парами. Электрические силы, действующие между положительными и отрицательными частицами, препятствуют возникновению сколько-нибудь значительного различия в концентрации этих частиц. Однако электроны и ионы имеют различные дрейфовые скорости, и это обстоятельство обуславливает появление ионосферных токов.

Имеется общепринятая система обозначений характеристик различных ионосферных областей:  $N_m D$ ,  $N_m E$ ,  $N_m F_1$  и  $N_m F_2$  означают максимумы электронной концентрации в областях  $D$ ,  $E$ ,  $F_1$  и  $F_2$  соответственно;  $h_m D$ ,  $h_m E$ ,  $h_m F_1$  и  $h_m F_2$  — высоты максимумов концентрации в различных областях и  $f D$ ,  $f E$ ,  $f F_1$  и  $f F_2$  — критические частоты максимумов электронной концентрации, т. е. наименьшие частоты радиоволн, которые могут проникать через различные области ионосферы при нормальном падении волн. Максимальная электронная концентрация связана с критической частотой соотношением

$$N_m = 1,24 \cdot 10^4 f^2 \text{ электрон/см}^3, \quad (2.1)$$

где  $f$  выражается в  $M\mu$ . Критическая частота — это не что иное, как плазменная частота.

## 2.2. Область $D$

Область  $D$  — самая низкая область ионосферы. Обычно ей приписывается высота от 60 до 85 км. Считается, что ионизирующим агентом является излучение  $L\alpha$  водорода и что в основном образуются ионы  $NO^+$  [1, 2], хотя измерений ионного состава не проводилось. Излучение  $L\alpha$  не в состоянии ионизовать основную составляющую атмосферы, но оно может ионизовать окись азота, которая составляет лишь малую ее часть. Окись азота была обнаружена спектроскопически [3], и ее концентрация, по-видимому, больше той, которая требуется для объяснения образования области  $D$ . Космическое излучение также вызывает ионизацию атмосферы: оно дает значительный вклад в более низкую часть нормальной области  $D$  [4]. Измерение электронной концентрации в области  $D$  посредством наземных при-

боров осуществить очень трудно, но некоторые однозначные данные об электронной концентрации были получены при полетах ракет [5—8]. Максимум электронной концентрации (порядка  $10^3$  электрон/см<sup>3</sup>) находится вблизи 80 км. Ночью за частую слой *D* почти совсем исчезает. Однако механизм утечки электронов окончательно не установлен. Процессами, приводящими к исчезновению электронов, могут быть либо рекомбинация с положительными ионами, либо соединение с нейтральными частицами и образование отрицательных ионов.

Вследствие относительно высокой плотности газа частота соударений электронов в области *D* велика. Поэтому она сильно поглощает электромагнитную энергию. Ночью, когда электронная концентрация незначительна, ослабление радиосигналов много меньше, чем днем. Существуют три различных типа электромагнитного поглощения, связанных с определенными солнечными вспышками [9]. Первый из них называется внезапным ионосферным возмущением (SID — sudden ionospheric disturbance). Оно продолжается в течение получаса или около того и связано с повышением ионизации в более низких слоях области *D*, которое в свою очередь вызывает сильное ослабление радиосигналов — радиоблэкауты. Повышение ионизации происходит в дневное время и вызывается рентгеновским излучением Солнца [10, 11]. Второй тип поглощения тесно связан с активными полярными сияниями и магнитными возмущениями. Поглощение, очевидно, происходит в верхних слоях области *D* и является эффектом преимущественно ночного времени. На широтах выше зоны полярных сияний наблюдается третий тип поглощения. Это явление, названное поглощением в полярной шапке (polar-cap blackout), объясняется проникновением энергичных частиц в область *D* и ниже и следует за вспышками, испускающими низкоэнергичные космические лучи [12]. Описанные выше эффекты иногда называют соответственно I, II и III типами поглощения. Между этими эффектами и 11-летним циклом солнечной активности существует сильная положительная корреляция.

### 2.3. Область *E*

Высоты от 85 до 140 км относят к области *E*. Обычно принимается, что за фотоионизацию, которая происходит в области этих высот, ответственно главным образом мягкое рентгеновское излучение Солнца [2, 13]. Как показывают ракетные измерения с масс-спектрометрами [14, 15], основными ионами являются двухатомные ионы  $O_2^+$  и  $NO^+$ . Ион  $NO^+$  преобладает везде, кроме высот около 100 км, где в дневные часы его концентрация становится сравнимой с  $O_2^+$ . За этим исключением,

концентрация  $\text{NO}^+$  превышает концентрацию  $\text{O}_2^+$  по крайней мере в 3 раза. Первоначально образуются ионы  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$  и  $\text{O}^+$ . Концентрация ионов  $\text{N}_2^+$  мала, так как они очень быстро диссоциативно рекомбинируют [16, 17] и могут также вступать в химическую реакцию с кислородом. Бейтс [18] впервые установил, что в ионосфере реакции обмена зарядов между атомами и ионами типа



должны происходить быстро. При таких химических реакциях  $\text{O}^+$  с  $\text{O}_2$  и  $\text{N}_2$  быстро уничтожаются ионы  $\text{O}^+$  и вместо них создаются ионы  $\text{NO}^+$  и  $\text{O}_2^+$ .

Электронная концентрация в области  $E$  в полдень порядка  $10^5$  электрон/см<sup>3</sup> в период минимума цикла солнечной активности и примерно на 50% больше в период максимума. Электронная концентрация имеет наибольшую величину около полудня и уменьшается со временем симметрично в обе стороны от него, как показано на рис. 2.2, где приведена летняя суточная вариация максимума электронной концентрации в области  $E$  в Слоу, Англия [19].

На рис. 2.3 приведена вариация полуденных значений максимума электронной концентрации в области  $E$  в зависимости от времени года в Вашингтоне (округ Колумбия) и в Слоу [19]. Электронная концентрация в Слоу летом примерно в 2 раза больше, чем зимой, тогда как в Вашингтоне вариация не столь велика.

Обычно возмущение электронной концентрации в области  $E$  возникает на высоте около 100 км и охватывает тонкий слой (несколько километров), в котором электронная концентрация может быть в 2 раза больше, чем в окружающем пространстве выше и ниже слоя [5]. Этот слой называется спорадическим  $E$ -слоем ( $E_s$ ). Другое представление  $E_s$ -слоя, основанное на возникновении аномального отражения радиоволн, связывается с существованием крутых градиентов электронной концентрации. Недавно было показано, что экваториальный слой  $E_s$  связан с экваториальной электроструей [20]. Аномальное отражение в этом случае может происходить от плоских волн электронной концентрации, которые порождаются двухструйной плазменной неустойчивостью, возникающей в токовой системе электроструи [21]. Временные вариации  $E_s$  сложны и были детально описаны Смитом [22] по данным широкой мировой сети. Слой  $E_s$  обычно возникает ночью на высоких широтах и днем вблизи магнитного экватора. На умеренных широтах основной является сезонная вариация, и слой  $E_s$  летом возникает гораздо чаще, чем зимой.

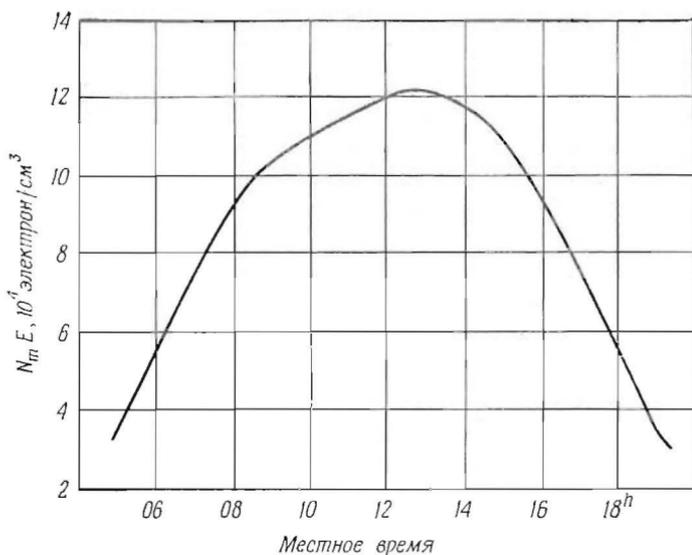


Рис. 2.2. Летняя суточная вариация  $N_m E$  (максимума электронной концентрации в области  $E$ ) в Слоу [19].

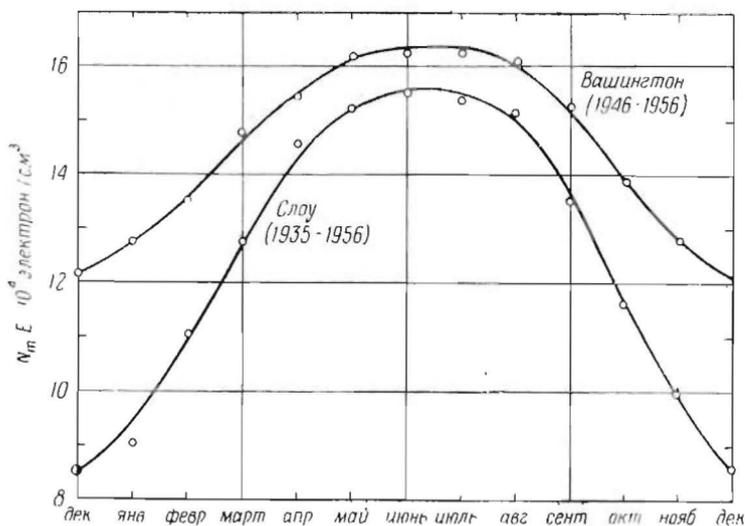


Рис. 2.3. Сезонная вариация среднемесячных полуденных значений  $N_m E$  в Вашингтоне и Слоу. Значения осреднены за один цикл солнечной активности в Вашингтоне и за два цикла в Слоу [19].

## 2.4. Область $F_1$

Разграничение по высоте между областями  $E$  и  $F_1$ , а также между  $F_1$  и  $F_2$  не вполне определено, и мы будем называть областью  $F_1$  интервал высот от 140 до 200 км. За фотоионизацию в этой области, при которой в  $1 \text{ см}^3$  высвобождается несколько сотен электронов в  $1 \text{ сек}$ , главным образом ответственно солнечное излучение в диапазоне длин волн от 200 до 900 Å [23]. Поскольку фотоэлектроны имеют относительно высокую энергию, которой они делятся главным образом с другими электронами, то днем электронная температура на несколько сотен градусов выше, чем температура атмосферы [24, 25]. Вблизи нижней границы слоя преобладающими являются ионы  $\text{NO}^+$  и  $\text{O}_2^+$ , дальше происходит постепенный переход, и у верхней границы основным ионом является  $\text{O}^+$  [14]. Это обстоятельство имеет большое значение из-за сильного различия коэффициентов рекомбинации двухатомных и одноатомных ионов ( $10^{-7}$  и  $10^{-12} \text{ см}^3/\text{сек}$  соответственно). Электронная концентрация, типичная для полудня, составляет примерно  $2,5 \cdot 10^5 \text{ электрон/см}^3$  в период минимума цикла солнечной активности и  $4 \cdot 10^5 \text{ электрон/см}^3$  в период максимума. В области  $F_1$  также имеют место большие суточные вариации; ночью слоя нет, так как выше области  $E$  развивается депрессия (впадина) в электронной концентрации. Эту депрессию трудно зарегистрировать с помощью ионозондов, но она исследуется детекторами, поднимаемыми на ракетах [6].

## 2.5. Область $F_2$

Хотя  $h_m F_2$ , т. е. высота максимума электронной концентрации в области  $F_2$ , значительно меняется в течение цикла солнечной активности, в течение суток, а также с широтой, мы определим область  $F_2$  как область, лежащую в интервале высот от 200 до 1000 или 2000 км; нижний предел характеризуется распределением электронной концентрации, а верхний — изменением ионного состава в переходной области, которая будет описана в разд. 2.6. Ионосферная область  $F_2$  из-за множества аномалий в ее поведении является, вероятно, наиболее трудной для описания [26]. Солнечная радиация, ответственная за ионизацию в области  $F_2$ , вероятно, та же самая, что и для области  $F_1$ . Причина образования второго максимума ионизации состоит в том, что скорость рекомбинации с высотой падает быстрее, чем скорость ионизации; таким образом на большей высоте имеет место большая концентрация ионов. В итоге диффузия ионов вниз происходит быстрее, чем ионизация и реком-

бинация, и создается концентрация ионов, уменьшающаяся с высотой.

Масс-спектрометрические измерения на спутниках [15—27] показали, что основными ионами являются  $O^+$  и  $N^+$  с большим преобладанием  $O^+$ . Большинство одноатомных ионов не рекомбинирует непосредственно с электронами, а вступает в химические реакции с  $O_2$  и  $N_2$ , образуя ионы  $O_2^+$  и  $NO^+$ , которые затем рекомбинируют относительно быстро, так же как первичные двухатомные ионы, возникающие в результате фотоионизации. Таким образом, лимитирующими процессами для рекомбинации являются химические процессы, поскольку время, необходимое для реакции  $O^+$  с нейтральной молекулой, много больше, чем рекомбинационное время жизни двухатомного иона, возникшего в этом процессе. Так как концентрация нейтральных молекул быстро падает с высотой, то это приводит к быстрому изменению эффективного коэффициента рекомбинации [28], который у основания области  $F_2$  порядка  $10^{-9}$  см<sup>3</sup>/сек; на высоте максимума электронной концентрации —  $10^{-10}$  см<sup>3</sup>/сек и на некотором уровне значительно выше максимума —  $10^{-12}$  см<sup>3</sup>/сек.

Электронная концентрация в максимуме  $F_2$  меняется сложным образом [26]. На рис. 2.4, *a* и *б* приведены данные для равноденствия отдельно в периоды минимума и максимума цикла солнечной активности. Можно видеть, что между двумя полушариями существует сильная симметрия и что над геомагнитным экватором после полудня имеется относительный минимум электронной концентрации. На рис. 2.4, *в* и *г* приведены данные для летнего солнцестояния отдельно в периоды минимума и максимума солнечной активности. Относительный минимум в электронной концентрации над геомагнитным экватором здесь еще отчетливее, но симметрия в высоких широтах нарушается из-за наклона северной полярной области к Солнцу.

Поведение  $h_m F_2$  — высоты максимума электронной концентрации — крайне запутанно; некоторые ее вариации приведены на рис. 2.5 и 2.6 [29]. Рис. 2.5 показывает изменение  $h_m F_2$  в зависимости от местного времени. Графики даны для трех различных станций в различное время года и отдельно для высокого и низкого числа солнечных пятен; эти данные относятся к международным спокойным дням (т. е. дням, когда ионосфера является относительно невозмущенной и имеется приемлемое согласие с моделью, показанной на рис. 2.1). На этих среднеширотных станциях высота максимума электронной концентрации изменяется от 200 до 400 км. Рис. 2.6, *a* дает широтную зависимость полуденных и полуночных значений  $h_m F_2$ , осредненных за равноденственный месяц и относящихся к двум фазам солнечного цикла. Среднее число солнечных пятен  $\bar{R}$  близко

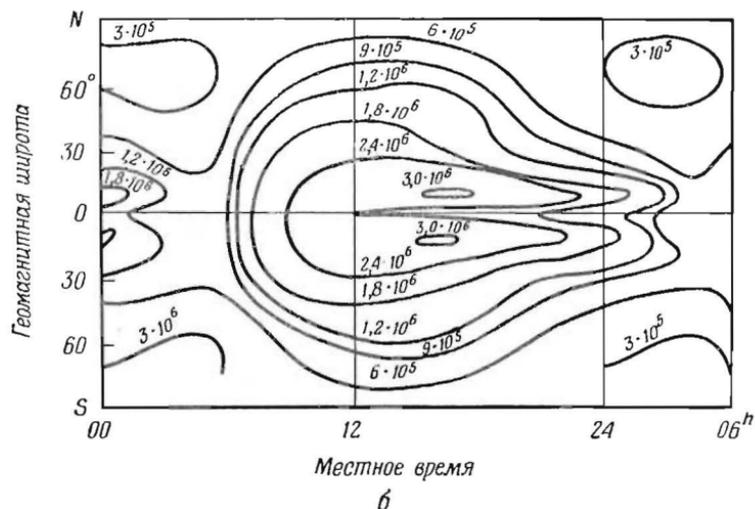
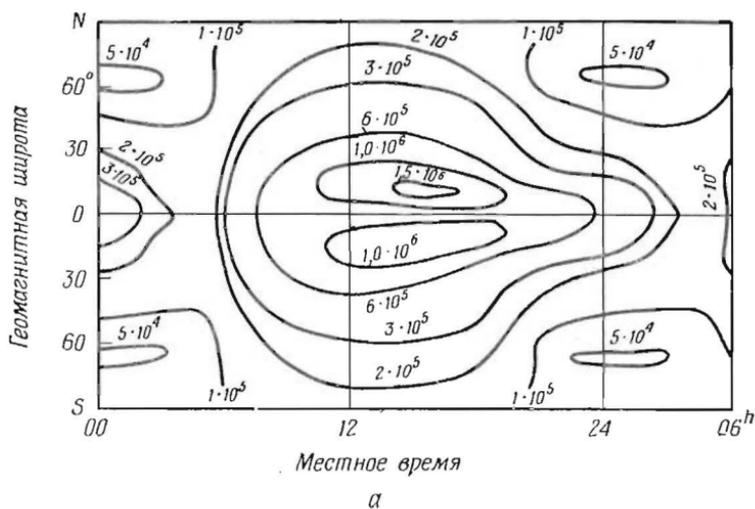
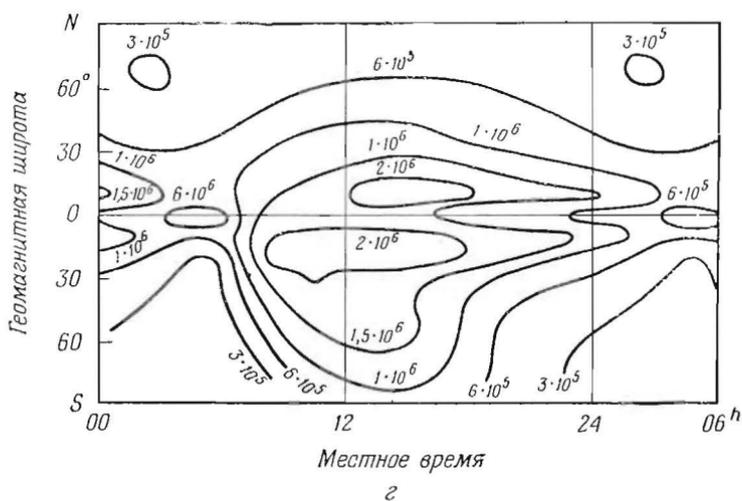
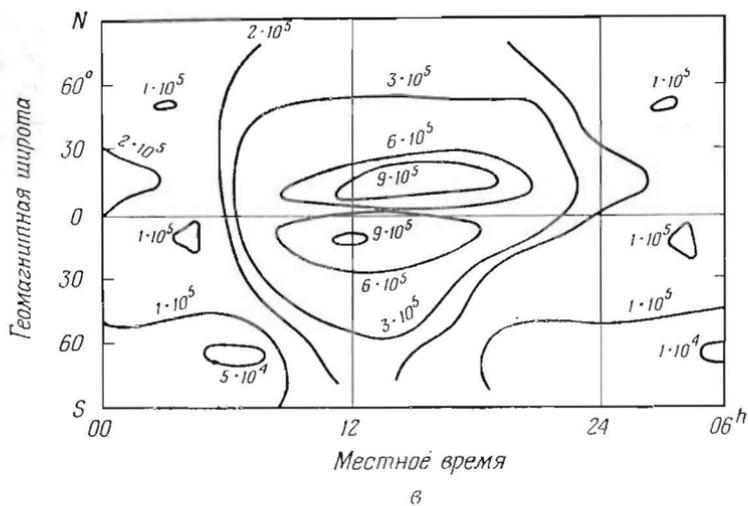


Рис. 2.4. Линии равных значений  $N_m F_2$  (электронная концентрация в максимуме области  $F_2$ ) в  $\text{электрон/см}^3$ .

а — равноденствие; период минимума солнечных пятен 1943—1944 гг.;

б — равноденствие; период максимума солнечных пятен, 1947 г.;



а — летнее солнцестояние; период минимума солнечных пятен, 1943—1944 гг.;  
 з — летнее солнцестояние; период максимума солнечных пятен, 1947 г.

к нулю в минимуме солнечного цикла и обычно равно от 50 до 200 (в среднем около 100) в максимуме. На рис. 2.6, б приведена та же самая зависимость в летние полдень и полночь

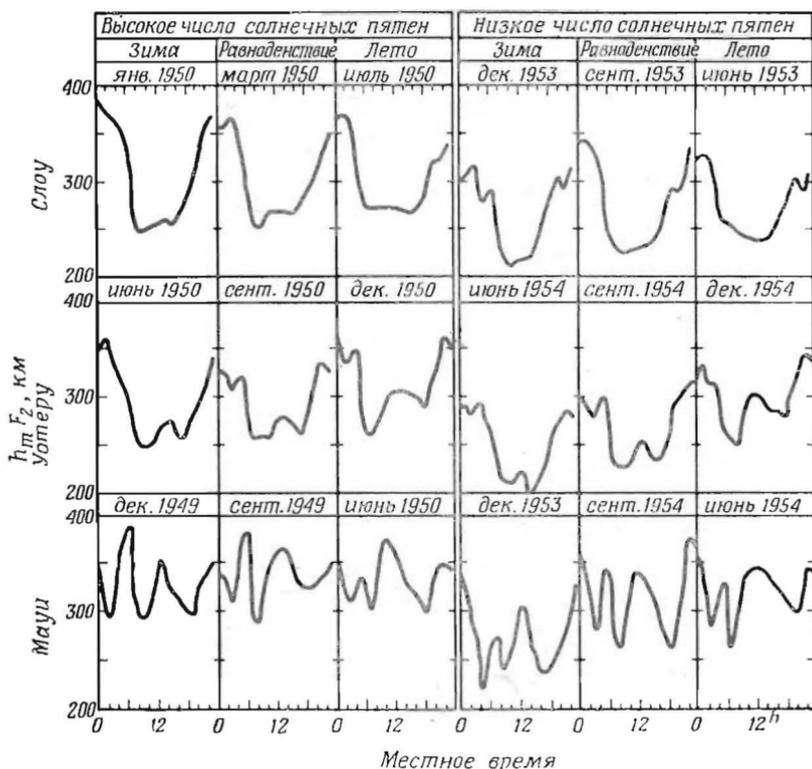


Рис. 2.5. Средние вариации  $h_m F_2$  (высоты максимума области  $F_2$ ) на трех далеко отстоящих друг от друга станциях: Слоу, Англия ( $54^{\circ}18'$  с. ш.), Уотеры, Австралия ( $41^{\circ}42'$  ю. ш.) и Мауи, Гавайские о-ва ( $20^{\circ}42'$  с. ш.).

Кривые построены по 10 международным спокойным дням каждого месяца для трех времен года в годы высокого и низкого числа солнечных пятен [29].

для трех фаз солнечного цикла. Вообще говоря, на высоких широтах  $h_m F_2$  ночью больше, чем днем, в то время как вблизи экватора справедливо обратное. Также имеется общая тенденция к увеличению  $h_m F_2$  с ростом солнечной активности.

Иногда область  $F$  имеет диффузный характер, который приписывается электронным облакам, имеющим концентрацию, отличную от окружающей среды. Это состояние называется диффузным слоем  $F$  и наблюдается в основном ночью [30]. Поскольку диэлектрическая постоянная ионосферы меняется в

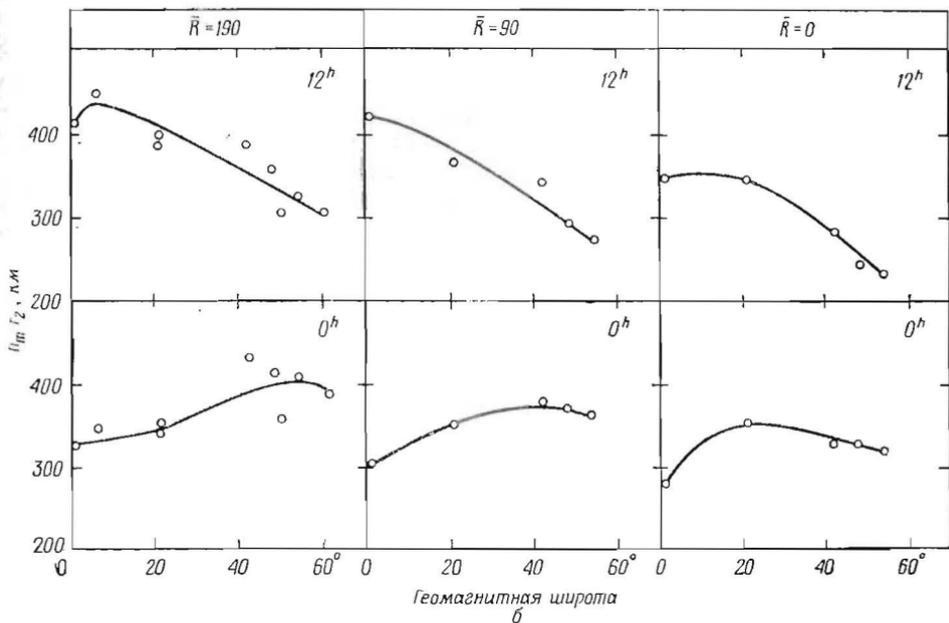
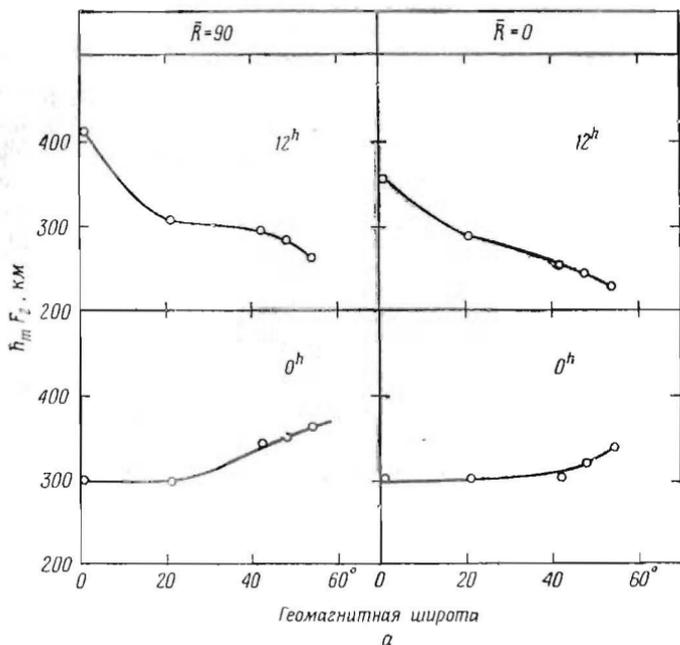


Рис. 26. Изменение  $h_m F_2$  с геомагнитной широтой.  
 а — средние значения за равноденственный месяц для двух фаз цикла солнечных пятен;  
 б — средние значения за летний месяц для трех фаз цикла солнечных пятен.

зависимости от электронной концентрации, эти неоднородности вызывают мерцание сигналов от дискретных и других источников радиоизлучения за пределами ионосферы. Диффузный слой  $F$  появляется более часто в высоких широтах в периоды высокой солнечной активности и в низких широтах в периоды низкой солнечной активности. Вблизи геомагнитной широты  $35^\circ$  во все периоды имеет место минимум.

## 2.6. Внешняя ионосфера

Вследствие относительно малой шкалы высот ионов кислорода их содержание быстро уменьшается с ростом высоты над максимумом области  $F_2$  и скорость убывания очень сильно зависит от температуры. Например, концентрация ионов кислорода на высоте 4000 км составляла бы около 1 ион/см<sup>3</sup> при  $T=1600^\circ\text{K}$  и только  $10^{-4}$  ион/см<sup>3</sup> при  $T=800^\circ\text{K}$ . Поэтому оказался неожиданным результат Стори [31], согласно которому на расстоянии нескольких земных радиусов электронная концентрация составляет  $10^3$  электрон/см<sup>3</sup>. Вначале предполагали, что этот результат скорее соответствует межпланетным условиям, чем внешней ионосфере. Стори получил электронную концентрацию из своих измерений и интерпретации дисперсии свистящих атмосфериков. Эти низкочастотные (от 1 до 30 кгц) сигналы порождаются разрядами молний и затем движутся вдоль силовых линий геомагнитного поля из одного полушария в другое. Они распространяются до очень больших расстояний от Земли (иногда до 8 радиусов Земли), и в настоящее время основные экспериментальные данные об электронной концентрации на больших высотах получаются по дисперсии этих сигналов.

На рис. 2.7 приведены данные о концентрации ионов в плоскости геомагнитного экватора [32]; две кривые указывают на годовую вариацию, источник которой непонятен. Данные относятся только к экваториальной плоскости, так как дисперсия свистов определяется главным образом концентрацией именно в этой области.

Для существования столь высокой концентрации ионов на больших высотах необходимо, чтобы шкала высот для этих ионов была порядка  $10^3$  км вблизи основания экзосферы. Чтобы удовлетворить этому требованию, для ионов кислорода необходима неприемлемо высокая температура; поэтому более разумно предположить, что ионами являются протоны. Эту верхнюю область ионосферы, в которой протоны считаются доминирующими, часто называют протоносферой. Источник ионов в протоносфере в меньшей степени обусловлен прямой фотоиони-

зацией атомарного водорода; большая часть ионизации возникает путем перезарядки в верхней части области  $F$  [33, 34] согласно реакции



Если иметь в виду этот источник ионизации и тот факт, что магнитное поле соединяет протоносферу с ионосферой, а не с

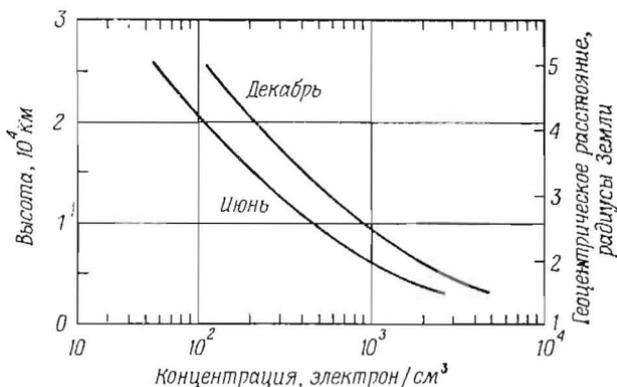


Рис. 2.7. Электронная концентрация в экваториальной плоскости как функция высоты. Концентрация определена по данным о свистящих атмосфериках.

межпланетным пространством, целесообразно считать протоносферу просто самой внешней областью ионосферы.

Николе [35] обнаружил по торможению спутников, что водород составляет заметную долю нейтральной атмосферы на высотах около 1000 км. Он также предположил, что ионы гелия должны играть важную роль в верхней ионосфере. Это предсказание было подтверждено различными экспериментами [36, 37].

Ионная концентрация вне плоскости геомагнитного экватора может быть получена по данным о свистящих атмосфериках, если известны масса ионов и ионная и электронная температуры. Распределение концентрации вдоль магнитных силовых линий можно рассчитать по видоизмененному барометрическому закону [34]

$$N(R) = A \exp \left[ \frac{g_0 m R_0^2}{Rk (T_e + T_i)} \right] \exp \left[ \frac{m \Omega^2 R^2 \cos^2 \theta}{2k (T_e + T_i)} \right], \quad (2.4)$$

где  $N(R)$  — ионная концентрация на геоцентрическом расстоянии  $R$ ,  $A$  — нормировочный множитель,  $g_0$  — ускорение силы тяжести на геоцентрическом расстоянии  $R_0$ ,  $m$  — средняя масса

ионов,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\Omega$  — угловая скорость вращения Земли вокруг оси,  $\theta$  — широта,  $T_e$  и  $T_i$  — соответственно электронная и ионная температуры.

На рис. 2.8 показаны распределения ионов вдоль нескольких магнитных силовых линий, рассчитанные согласно уравнению (2.4) в предположении, что  $T_e = T_i = 1250^\circ \text{K}$  и что все ионы водородные. Вычисленные распределения нормированы таким

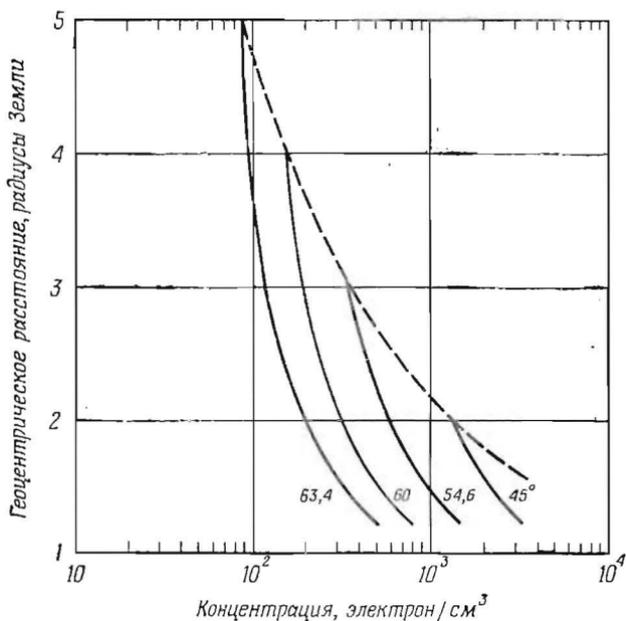


Рис. 2.8. Распределение протонов (или электронов) вдоль силовых линий в протоносфере на четырех широтах.

Пунктирная кривая представляет концентрацию в экваториальной плоскости определенную по экспериментам со свистящими атмосферериками.

образом, чтобы они совпадали с данными о свистящих атмосферериках для геомагнитного экватора. Зависимость распределения от геоцентрического расстояния ослабевает с ростом температуры; если температура достаточно высока, так что гравитационной энергией можно пренебречь по сравнению со средней кинетической энергией, то ионы будут, по существу, захвачены магнитным полем и вдоль силовых линий вообще не будет наблюдаться зависимости концентрации от геоцентрического расстояния. Такая картина (изотропное распределение скоростей) является наиболее вероятной.

Рис. 2.8 указывает на заметное изменение ионной и электронной концентраций с широтой в нижней части протоносферы. Эти изменения могут быть результатом влияния верхней протоносферы в переходной области. В этой области ионосфера состоит из многокомпонентной плазмы: вероятно, преобладают три упомянутых выше сорта ионов ( $O^+$ ,  $He^+$  и  $H^+$ ), но кроме них присутствует также несколько процентов ионов атомарного азота. Предполагается, что должны присутствовать также ионы  $O^{++}$  [38], но данные ионной масс-спектрометрии об отношении заряд/масса в этом диапазоне величин до сих пор не публиковались.

### 2.6.1. Диффузионно-равновесное распределение

Если бы во внешней ионосфере не было потоков ионов друг относительно друга, то различные ионы распределялись бы по высоте согласно закону диффузионного равновесия. Распределение данной ионной составляющей по высоте можно выразить довольно просто, если преобладает диффузионное равновесие и если температуры ионов  $T_i$  и электронов  $T_e$  не меняются с высотой  $z$ . Распределение однозарядных ионов дается уравнением

$$n_k(z) = v_k(z) \left[ \frac{\sum_j n_{j0}}{\sum_j v_j(z)} \right]^{T_e/(T_e+T_i)}, \quad (2.5)$$

где  $n_{j0}$  есть концентрация  $j$ -х ионов на уровне  $z_0$ ;  $v_j(z)$  — распределение  $j$ -х ионов, если пренебречь их зарядом, т. е.

$$v_j(z) = n_{j0} \exp \left[ - \int_{z_0}^z \frac{m_j g(z)}{k T_i} dz \right]. \quad (2.6)$$

Так как ионосфера вращается вместе с Землей, в уравнение (2.6) должен быть включен добавочный член, учитывающий центробежные силы. Этот центробежный член (который в уравнении (2.4) представляется второй экспонентой) не оказывает значительного воздействия на распределение ионов на расстоянии свыше 3—4 радиусов Земли, где о свойствах среды почти ничего не известно.

Из уравнения (2.5) следует, что электронная концентрация определяется соотношением

$$n_e = \sum_k n_k = (n_{e0})^{T_e/(T_i+T_e)} \left[ \sum_k v_k(z) \right]^{T_e/(T_e+T_i)}. \quad (2.7)$$

Можно также показать, что высота  $h_{kj} > z_0$ , на которой два иона имеют одинаковую концентрацию, определяется следующим образом:

$$h_{kj} = \mathcal{H}_{kj} \left( 1 - \frac{\mathcal{E}_{kj}}{R} \right)^{-1}, \quad (2.8)$$

где  $R$  — геоцентрическое расстояние до уровня  $z_0$ , и

$$\mathcal{H}_{kj} = \frac{\mathcal{E}_k \mathcal{E}_j}{\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_j} \ln \left( \frac{n_{j0}}{n_{k0}} \right), \quad (2.9)$$

где  $\mathcal{H}_k = kT_i/m_k g_0$ , а  $g_0$  — значение  $g$  на расстоянии  $R$ ;  $\mathcal{H}_{kj}$  — высота над  $z_0$ , на которой концентрации были бы равны, если бы  $g$  было постоянным и зарядами ионов можно было бы пренебречь. Для того чтобы  $h_{kj}$  было положительным, должны выполняться условия  $m_j > m_k$  и  $n_{j0} > n_{k0}$ .

Любой ион, который имеет отрицательную шкалу высот на уровне  $z_0$  (справедливо для всех ионов с массой меньше средней ионной), будет иметь максимум концентрации выше этого уровня. Этот максимум имеет место там, где

$$m_j = \left( \frac{T_i}{T_i + T_e} \right) \bar{m}_+. \quad (2.10)$$

Здесь  $\bar{m}_+$  — средняя ионная масса, определяемая равенством

$$\bar{m}_+ = \frac{\sum_k m_k v_k(z)}{\sum_k v_k(z)}. \quad (2.11)$$

### 2.6.2. Переходная область

Переходная область между верхней частью области  $F$ , где доминируют ионы  $O^+$ , и протоносферой может быть описана на основе диффузионно-равновесного распределения ионов, рассмотренного в предыдущем разделе; однако, как будет показано ниже, такое описание является чрезмерным упрощением и не может служить хорошим приближением к действительности. На рис. 2.9 показано диффузионно-равновесное распределение; для выбранных параметров вплоть до высоты 900 км преобладают ионы  $O^+$ , на высотах от 900 до 1900 км — ионы  $He^+$ , а на больших высотах — ионы  $H^+$ . Наблюдения показали, что область, в которой преобладают ионы гелия, имеет толщину не менее 2000 км [36], однако во время другой фазы цикла солнечной активности этой области не было обнаружено [37].

В гипотезе диффузионного равновесия, использованной для построения рис. 2.9, предполагается отсутствие значительного

диффузионного потока ионов. Более правильным был бы расчет, в котором такой поток учитывается. Действительно, ионы гелия образуются путем фотоионизации на относительно больших высотах и в общем должны опускаться вниз для рекомбинации в процессах, протекающих с участием молекул. Кроме того, из-за суточных вариаций можно ожидать, что ионы водорода будут перетекать из ионосферы в протоносферу и обратно

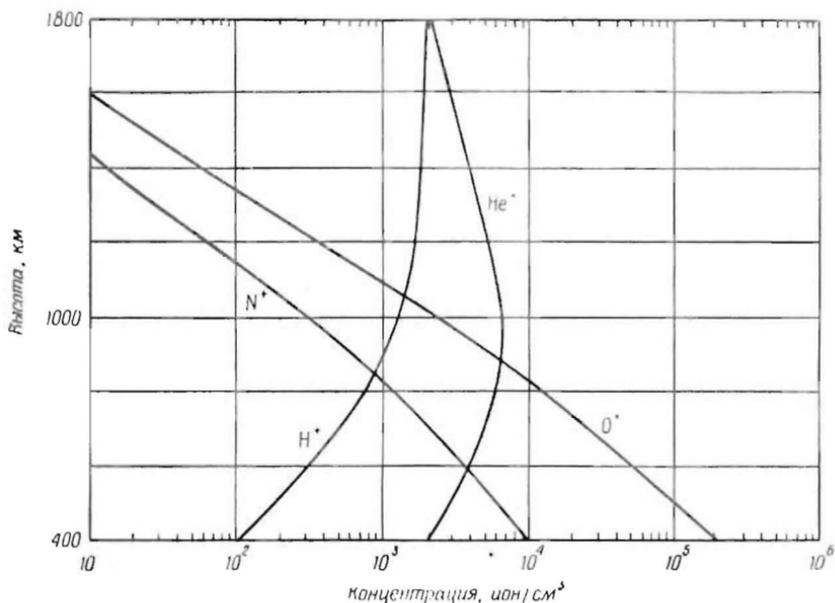


Рис. 2.9. Диффузионно-равновесное распределение основных ионных составляющих в верхней части области  $F$  для  $T_i = T_e = 1250^\circ \text{K}$ . Относительные концентрации на любом заданном уровне произвольны, но довольно типичны для ионосферы при таких температурных условиях.

и таким образом нарушать диффузионно-равновесное распределение. Такой пример иллюстрируется на рис. 2.10, который дает результаты масс-спектрометрических измерений в переходной области, выполненных Тейлором и др. [37]; на рис. 2.9 и 2.10 различие между распределениями ионов водорода и гелия в области, где они являются второстепенными составляющими, очевидно. Хансон и др. [39] заключили, что распределение ионов водорода, приведенное на рис. 2.10, указывает на существование восходящих потоков  $H^+$  интенсивностью  $1,3 \cdot 10^7$  ион/см²·сек.

Можно полагать, что переходная область сильно изменяется в течение цикла солнечной активности, а также под влиянием

других возмущений. Во время магнитных бурь протосфера на высоких широтах беднеет [40]; обеднение может происходить очень быстро, а время восстановления равно, по-видимому, нескольким дням. Неясности в деталях процесса восстановления обусловлены недостатком данных по свистящим атмосферикам на высоких широтах во время магнитных бурь. Было предположено [41], что нагревание протосферы во время магнитной

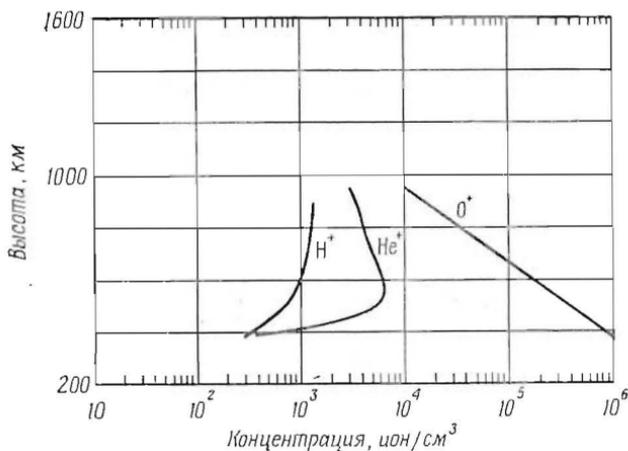


Рис. 2.10. Ионная концентрация в верхней части области  $F$  по измерениям Тейлора и др. [37].

Сравнение с рис. 2.9 показывает, что в области высот, где легкие ионы являются второстепенными составляющими, измеренные профили не походят на профили диффузионно-равновесного распределения.

бури позволяет протонам проникнуть в область ионов азота, так как сечение кулоновского рассеяния быстро уменьшается с увеличением энергии частицы. После того как протоны термализуются в верхней части области  $F$ , они очень медленно диффундируют обратно в протосферу. Такое направленное проникновение протонов в область  $F$  напоминает «парниковый эффект» солнечного излучения. Принимая поток равным  $1,3 \cdot 10^7$  протон/см<sup>2</sup>·сек (рис. 2.10) и отмечая, что содержание ионов  $H^+$  в магнитной силовой трубке на высоте более 1000 км составляет  $\sim 10^{13}$  ион/см<sup>3</sup>, получаем, что для того, чтобы содержание протосферы заметно изменилось, потребуется несколько дней. Суточные изменения в протосфере должны также лимитироваться малой скоростью движения ионов вверх из области  $F$ ; на малые суточные вариации концентрации в протосфере указывают измерения свистящих атмосфериков [42].

Морфология слоя ионов гелия плохо известна, но можно полагать, что полное содержание этих ионов в столбе единичного сечения не должно испытывать больших суточных изменений [36]. Однако даже этот факт не был установлен. Запроектированное на нескольких спутниках применение масс-спектрометров, предназначенных для регистрации легких ионов, должно многое добавить к нашим знаниям о сложном поведении различного рода ионов, играющих важную роль во внешней ионосфере.

### 2.6.3. Температура ионосферы

Хапсон и Джонсон [24] впервые предположили, что дневная электронная температура в нижней части области  $F$  примерно в 2 раза выше температуры окружающего газа. Такая ситуация возникает потому, что, хотя окружающие электроны достаточно эффективно удаляют избыток кинетической энергии от энергичных фотоэлектронов, которые непрерывно возникают в результате поглощения солнечного ультрафиолета атмосферой, количество таких электронов сравнительно невелико. Горячий электронный газ охлаждается главным образом в результате столкновений с нейтральными частицами на высотах меньше  $\sim 250$  км и с ионами на больших высотах. Ионы играют роль переносчика тепла, передавая тепло, полученное ими от электронов, нейтральному газу, который несет его вниз.

Ракетные измерения [25] дали экспериментальные доказательства того, что электронная температура действительно выше, чем температура газа. Измерения также показывают, что это различие температур иногда остается большим даже значительно выше максимума области  $F_2$ . Боулиз [43] впервые показал, что электронная температура утром необычно высока. Этот факт легко интерпретировать на основании следующей зависимости [24]:

$$T_e - T = \frac{AQ T_e^{3/2}}{n_e^2}, \quad (2.12)$$

где  $Q$  — приток тепла к электронам и  $A$  — константа ( $A = 2,1 \times 10^6$ , если  $Q$  выражается в  $\text{эв/см}^2 \cdot \text{сек}$ ). В области  $F$  из-за малой оптической толщи приток тепла к электронному газу сразу же после восхода Солнца быстро нарастает. Так как в ранние утренние часы электронная концентрация  $n_e$  сравнительно низка, то число электронов, способных отнять часть этой поступающей энергии, мало и электронная температура резко возрастает. Этот эффект был детально рассмотрен Далгарно и др. [44], которые показали, что электронная температура

может стать достаточно высокой для того, чтобы вызвать заметное возбуждение атомов кислорода в состоянии  $^1D$ , сопровождающееся эмиссией линии 6300 Å.

Тот факт, что днем на высотах более 300 км электронная температура значительно выше температуры газа, вероятно, вызван тем обстоятельством, что фотоэлектроны, возникающие выше 300 км, имеют такую большую длину свободного пробега, что могут уходить в экзосферу. Таким образом, они не накапливают свою энергию в одном месте, а нагревают электронный газ во внешней ионосфере [45]. Возможно также, что некоторый разогрев электронов происходит в результате столкновений с энергичными захваченными или высыпавшимися частицами.

С увеличением высоты в верхней части области  $F$  столкновения ионов с нейтральными частицами становятся очень редкими, и на достаточно больших высотах теплообмен между электронами и ионами превалирует над взаимодействием между ионами и нейтральными частицами; на больших высотах имеется тенденция к выравниванию ионной и электронной температуры. Эта переходная область, по оценкам Хансона [45], находится на высоте около 750 км, но она может быть и на 200 км выше или ниже, в зависимости от ионосферных условий.

Меджил и Карлтон [46] предложили следующий механизм для объяснения разницы температур нейтрального газа и заряженных частиц. Наличие сильного электрического поля ( $\sim 10$  мВ/м), перпендикулярного к геомагнитному полю, вызывает дрейф ионов, перпендикулярный как электрическому, так и магнитному полям, со скоростью, сравнимой с тепловой скоростью ионов. При столкновениях дрейфующих ионов с нейтральным газом в основном разогреваются ионы (в системе координат, связанной с дрейфующей плазмой), так как их концентрация (а следовательно, и теплоемкость) мала по сравнению с теплоемкостью нейтрального газа. Поскольку выше примерно 300 км между электронами и ионами существует хороший тепловой контакт, то электроны также будут нагреваться, но их температура будет меньше температуры ионов, так как они теряют часть энергии при неупругих столкновениях с атомами кислорода (этот последний эффект становится очень существенным, когда  $T_e$  приближается к 3000° К). Меджил и др. [47] предположили, что этот механизм ответствен за субполярные красные дуги, которые наблюдаются в линии 6300 Å атомарного кислорода на высотах порядка 400 км [48]. Подобные процессы происходят во время поглощения гидромагнитных волн [49].

Измерения на спутниках [50] показали, что при относительно малом числе солнечных пятен электронная температура в ин-

тервале высот от 300 до 800 км достаточно высока ( $\sim 2500^\circ \text{K}$ ) в ранние утренние часы, несколько понижается днем и затем слегка повышается после полудня. Такое поведение в общем согласуется с уравнением (2.12). Ночью электронная температура оказывается только на несколько сотен градусов выше температуры газа. Причина различия ночных температур неизвестна. Вблизи экватора электронная и ионная температуры ночью стремятся выравняться по крайней мере до высот в несколько тысяч километров (Б оу л з, частное сообщение).

### 2.7. Проводимость ионосферы и частота столкновений

Наличие электронов и ионов в ионосфере делает эту область атмосферы электропроводной. На величину проводимости влияет концентрация заряженных и нейтральных частиц, так как столкновения заряженных частиц препятствуют их движению под действием приложенного электрического поля. Наличие магнитного поля очень усложняет проблему, поскольку оно ограничивает движение заряженных частиц поперек магнитного поля и, следовательно, делает проводимость анизотропной. При различных физических условиях необходимо использовать различные выражения для проводимости.

Николе [51] нашел зависимость частоты столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами. Частота столкновений электронов с нейтральными частицами дается выражением

$$v_{en} = 5,4 \cdot 10^{-10} n_n T_e^{1/2}, \quad (2.13)$$

где  $n_n$  — концентрация нейтральных частиц, а  $T_e$  — электронная температура в  $^\circ \text{K}$ . Выражение

$$v_{ei} = \left( 34 + 4,18 \lg \frac{T_e^2}{n_e} \right) n_e T_e^{-3/2} \quad (2.14)$$

дает частоту столкновений электронов с ионами. Частота столкновений электронов с ионами в гораздо большей степени зависит от температуры, чем частота столкновений с нейтральными частицами (причем эти зависимости имеют противоположный ход, поскольку эффективное сечение столкновений сильно зависит от скорости).

Сумма двух упомянутых выше частот столкновений  $v_{en}$  и  $v_{ei}$  обозначена на рис. 2.11 как частота столкновений электронов  $v_e$ .

Выражение для частоты столкновений между ионами и нейтральными частицами было дано Чепменом [52]

$$v_i = 2,6 \cdot 10^{-9} (n_n + n_i) M^{-1/2}, \quad (2.15)$$

где  $n_i$  — концентрация ионов и  $M$  — молекулярный вес ионов и

нейтральных частиц, который предполагается одинаковым. Уравнение (2.15) показывает, что частота столкновений зависит от произведения скорости на сечение, поэтому если сечение меняется обратно пропорционально скорости, то частота столкновений не зависит от скорости (а следовательно, и от температуры). Это не совсем правильно, так как Далгарно [53] показал,

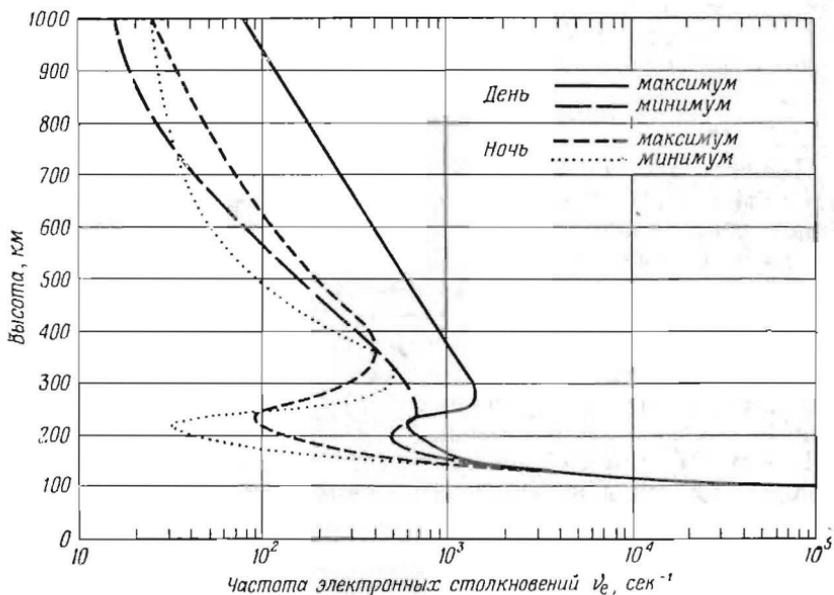


Рис. 2.11. Частота электронных столкновений  $\nu_e$  как функция высоты для дневных и ночных условий в периоды максимума и минимума солнечных пятен.

что частота столкновений ионов атомарного кислорода с атомами кислорода имеет слабую температурную зависимость. Рассматривать столкновения ионов с электронами нет необходимости, поскольку электроны так легки, что при столкновениях с ними ионы, по существу, не испытывают никакого воздействия (хотя импульс электронов при этом, конечно, существенно изменяется). Вычисленная для ионов частота столкновений приведена на рис. 2.12.

Проводимость вдоль магнитного поля совпадает с проводимостью в его отсутствие. Она часто называется проводимостью нулевого поля и определяется выражением

$$\sigma_0 = ne^2 \left[ \frac{1}{m_e (\nu_e - i\omega)} + \frac{1}{m_i (\nu_i - i\omega)} \right], \quad (2.16)$$

где  $e$  — заряд электрона ( $1,6 \cdot 10^{-20}$  в системе электромагнитных единиц),  $n$  — концентрация электронов (или ионов),  $m_e$  и  $m_i$  — массы электрона и иона соответственно и  $\omega$  — частота приложенного поля. В предположении  $\omega=0$  на основании данных рис. 1.1, 1.2 и 2.1 была подсчитана проводимость как функция высоты. На рис. 2.13 показан результат этих расчетов в моменты экстремумов цикла солнечной активности отдельно для

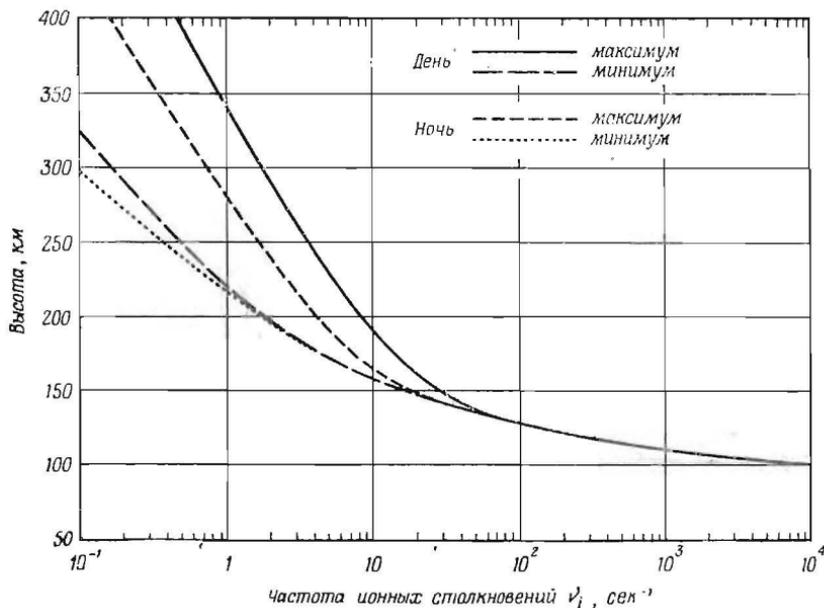


Рис. 2.12. Частота ионных столкновений  $\nu_i$  как функция высоты для дневных и ночных условий в периоды максимума и минимума солнечных пятен.

дневного и ночного времени. Эти данные относятся к проводимости вдоль магнитного поля, если оно существует, а также применимы в случае его отсутствия при условии, что частота столкновений велика по сравнению с частотой приложенного поля.

При наличии магнитного поля  $\mathbf{B}$  проводимость перпендикулярно магнитному полю называется проводимостью Педерсена. В английской литературе эту компоненту проводимости иногда называют пониженной (reduced), потому что магнитное поле уменьшает проводимость в этом направлении по сравнению со случаем  $B=0$ . Проводимость Педерсена дается выражением

$$\sigma_1 = n_e^2 \left\{ \frac{\nu_e - i\omega}{m_e [(\nu_e - i\omega)^2 + \omega_e^2]} + \frac{\nu_i - i\omega}{m_i [(\nu_i - i\omega)^2 + \omega_i^2]} \right\}, \quad (2.17)$$

где  $\omega_e$  и  $\omega_i$  — электронная и ионная циклотронные частоты, определяемые отношениями  $Ve/m_e$  и  $Vi/m_i$  соответственно\*. Проводимости, приведенные на рис. 2.14, получены с теми же данными, что и раньше. Именно эти проводимости следует использовать при расчете электрического тока в направлении приложенного электрического поля, перпендикулярного магнитному.

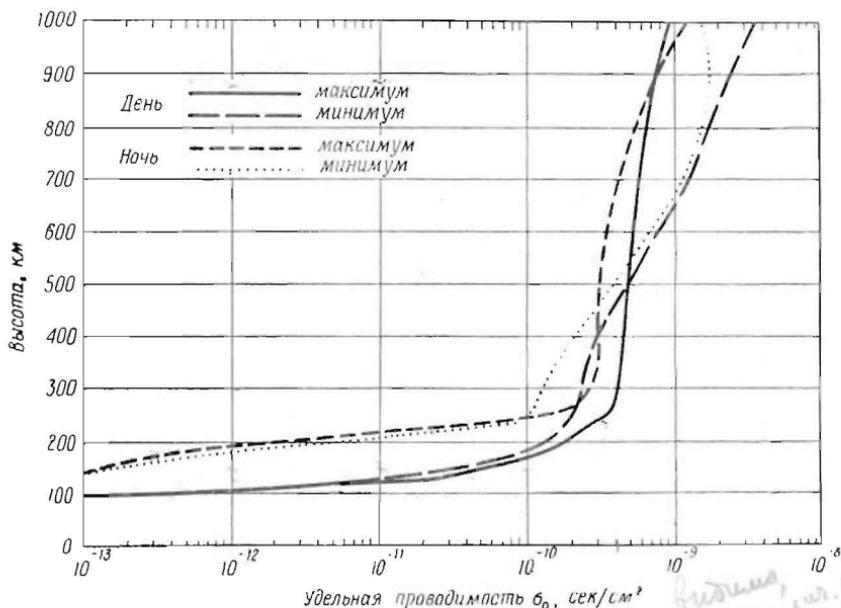


Рис. 2.13. Удельная электрическая проводимость  $\sigma_0$  (проводимость нулевого поля) как функция высоты для дневных и ночных условий в периоды максимума и минимума солнечных пятен.

Если электрическое поле  $\mathbf{E}$  приложено в присутствии магнитного поля  $\mathbf{V}$ , то возникает дрейф заряженных частиц в направлении  $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ , перпендикулярном к обоим полям. В отсутствие столкновений положительные и отрицательные частицы дрейфуют с одинаковыми скоростями, и тока не возникает. Если столкновения происходят, то движение электронов и ионов обычно ограничивается в разной степени и возникает ток, называемый током Холла. Соответствующая проводимость называется проводимостью Холла и дается выражением

$$\sigma_2 = n_e^2 \left\{ - \frac{\omega_e}{m_e [(v_e - i\omega)^2 + \omega_e^2]} + \frac{\omega_i}{m_i [(v_i - i\omega)^2 + \omega_i^2]} \right\}. \quad (2.18)$$

\* В рационализованной системе электромагнитных единиц. — Прим. перев.

Значения проводимости, приведенные на рис. 2.15, были получены с теми же самыми данными, что и раньше. Эти проводимости и следует использовать при расчете токов, направленных перпендикулярно как электрическому, так и магнитному полям.

При расчете диссипации энергии, связанной с токами в плазме, используют проводимость Каулинга и сочетание проводимостей Педерсена и Холла. Потеря энергии в единице объема,

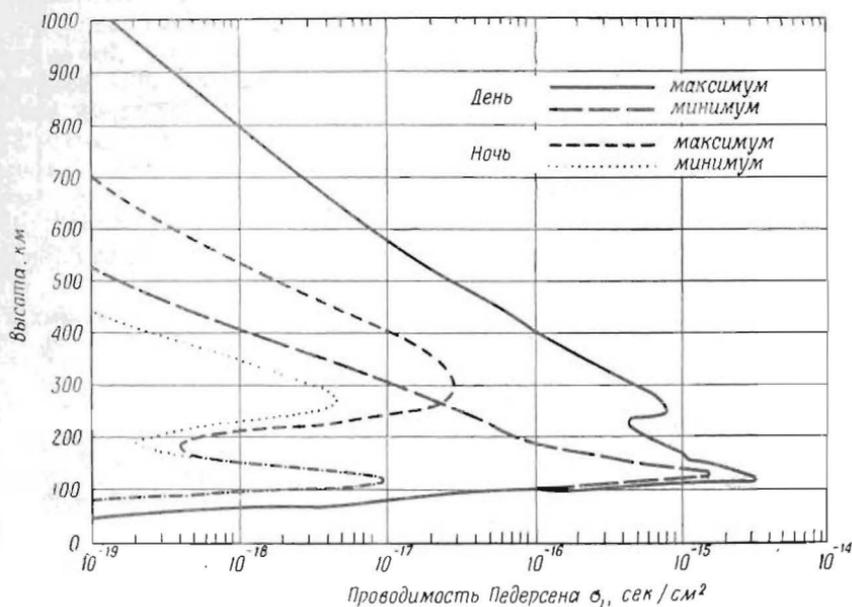


Рис. 2.14. Проводимость Педерсена  $\sigma_1$  (пониженная проводимость) как функция высоты для дневных и ночных условий в периоды максимума и минимума солнечных пятен.

обусловленная током, перпендикулярным магнитному полю, определяется отношением  $j^2/\sigma_3$ , где  $j$  — плотность тока и  $\sigma_3$  — проводимость Каулинга. В общем случае направление тока не совпадает с приложенным электрическим полем, а определяется двумя компонентами, обусловленными проводимостями Педерсена  $\sigma_1$  и Холла  $\sigma_2$ . Поскольку диссипация энергии в единице объема дается либо выражением  $j^2/\sigma_3$ , либо произведением  $j \cdot E$ , то отсюда следует

$$\sigma_3 = \sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1}. \quad (2.19)$$

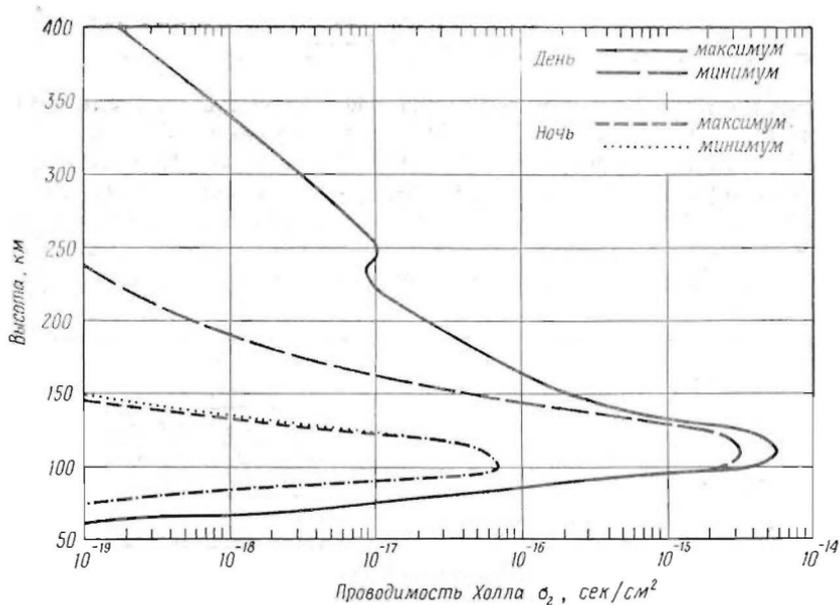


Рис. 2.15. Проводимость Холла  $\sigma_2$  как функция высоты для дневных и ночных условий в периоды максимума и минимума солнечных пятен.

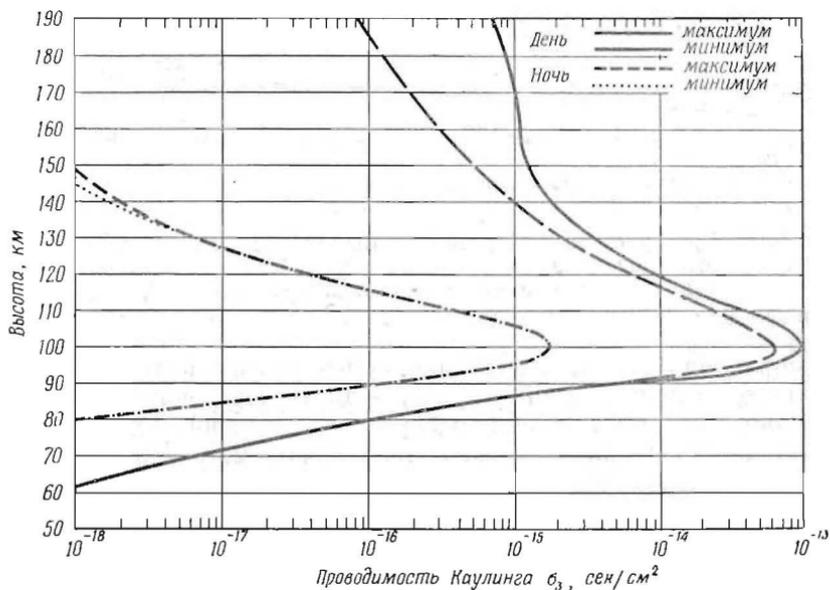


Рис. 2.16. Проводимость Каулинга  $\sigma_3$  как функция высоты для дневных и ночных условий в периоды максимума и минимума солнечных пятен.

Проводимости, приведенные на рис. 2.16, получены по предыдущим данным. Выше 170 км проводимость Каулинга незначительно отличается от проводимости Педерсена.

Приведенные выше выражения для различных компонент проводимости взяты из работы Фрэнсиса и Карплюса [54]. Полное рассмотрение входящих в них основных физических величин дано Чепменом и Каулингом в [55]. Обсуждение других проблем ионосферной проводимости приведено в работе Чепмена [52].

Проводимости, приведенные на рис. 2.13—2.16, рассчитаны для  $\omega=0$ , т. е. для квазистационарного состояния, когда приложенное электрическое поле не изменяется значительно за времена пробегов между столкновениями. Тем не менее уравнения (2.16)—(2.19) могут быть использованы для расчета проводимостей, когда частоты приложенных полей сравнимы с частотами столкновений или больше их. В проведенных выше расчетах для оценки циклотронных частот было взято значение  $B=0,5$  гс на уровне моря\*.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Nicolet M., Contribution à l'étude de la structure de l'ionosphère, Inst. Roy. Météor., Belgique, Mémoires, 19, 124 (1945).
2. Bates D. R., Formation of the ionized layers, Solar Eclipses and the Ionosphere, eds. W. J. G. Beynon and G. M. Brown, Pergamon Press, London, 1956, p. 184—188.
3. Barth C. A., Rocket measurement of the nitric oxide dayglow, Trans. Amer. Geophys. Union, 45, 89 (1964).
4. Nicolet M., Aikin A. C., The formation of the D region of the ionosphere, J. Geophys. Res., 65, 1469—1483 (1960).
5. Seddon J. C., Jackson J. E., Ionospheric electron densities and differential absorption, Ann. Geophys., 14, 456—463 (1958).
6. Ichimiya T. E., Takayama K., Dote T., Aona Y., Hirao K., Miyazaki S., Sugiyama T., Muraoka T., Measurement of positive-ion density in the ionosphere by sounding rocket, Nature, 190, 156—158 (1961).
7. Adey A. W., Heikkila W. J., Rocket electron density measurements at Fort Churchill, Canada, Canadian J. Phys., 39, 219—221 (1961).
8. Barrington R. E., Thrane E. V., Bjelland B., Diurnal and seasonal variations in D-region electron densities derived from observations of cross modulation, Canadian J. Phys., 41, 271—285 (1963).
9. Reid G. C., Collins C., Observations of abnormal VHF radio wave absorption at medium and high latitudes, J. Atmos. Terrest. Phys., 14, 63—81 (1959).
10. Friedman H., Chubb T. A., Kupperian J. E., Lindsay J. C., X-ray and ultraviolet emission of solar flares, IGY Rocket Report Series 1, IGY World Data Center A. Nat. Acad. Sci., Washington, 179—182 (1958).
11. Friedman H., Chubb T. A., Kupperian J. E., Lindsay J. C., X-ray emission of solar flares, IGY. Rocket Report Series, 1, IGY World Data Center A, Nat. Acad. Sci., Washington, 183—185 (1958).

\* Усредненное по широтам значение поля на поверхности Земли ( $B=0,62$  гс на полюсе,  $B=0,29—0,40$  гс на экваторе). — Прим. перев.

12. Bailey D. K., Abnormal ionization in the lower ionosphere associated with cosmic-ray flux enhancements, Proc. I. R. E., **47**, 255—256 (1959).
13. Friedman H., Rocket observations of the ionosphere, Proc. I. R. E., **47**, 272—280 (1959).
14. Johnson C. Y., Meadows E. B., Holmes J. C., Ion composition of the arctic ionosphere, J. Geophys. Res., **63**, 443—444 (1958). (Русский перевод в сб. «Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников», М., ИЛ, 1961, стр. 254.)
15. Истомин В. Г., An investigation of the ionic composition of the Earth's atmosphere using rockets and satellites, Artificial Earth Satellites, под ред. Л. В. Курисовой, Vol. 2, Plenum Press, New York, 1960, p. 40—44.
16. Bates D. R., The temperature of the upper atmosphere, Proc. Phys. Soc. (London), **B64**, 805—821 (1951).
17. Biondi M. A., Electron-ion and ion-ion recombination, Ann. Geophys., **20**, 34—46 (1964).
18. Bates D. R., Charge transfer and ion-atom interchange collisions, Proc. Phys. Soc. (London), **A68**, 344—345 (1955).
19. Appleton E. V., The normal E region of the ionosphere, Proc. I. R. E., **47**, 155—159 (1959).
20. Cohen R., Bowles K. L., The association of plane-wave electron-density irregularities with the equatorial electrojet, J. Geophys. Res., **68**, 2503—2525 (1963).
21. Farley D. T., A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere, J. Geophys. Res., **68**, 6083—6097 (1963).
22. Smith E. K., Worldwide occurrence of sporadic E, National Bureau of Standards Circular, № 582, 1957.
23. Hinteregger H. E., Damon K. R., Heroux L., Hall L. A., Telemetering monochromator measurements of solar 304 Å radiation and its attenuation in the upper atmosphere, Space Research, ed. H. Kallmann Bijl, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1960, p. 615—627. (Русский перевод в сб. «Ультрафиолетовое излучение Солнца и межпланетная среда», М., ИЛ, 1962, стр. 102.)
24. Hanson W. B., Johnson F. S., Electron temperatures in the ionosphere, Mémoires Soc. Roy. Sci., Liège, **4**, 390—424 (1961).
25. Spencer N. W., Brace L. H., Carignan G. R., Electron temperature evidence for non-thermal equilibrium in the ionosphere, J. Geophys. Res., **67**, 157—175 (1962).
26. Martyн D. F., The normal F region of the ionosphere, Proc. I. R. E., **47**, 147—155 (1959).
27. Полосков С. М., Upper atmosphere structure parameters according to data obtained from U. S. S. R. rockets and satellites during IGY, Space Research, ed. H. Kallman Bijl, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1960, p. 95—116.
28. Havens R. J., Friedman H., Hulburt E. O., The ionospheric F<sub>2</sub> region, The Physics of the Ionosphere, Physical Society, London, 1955, p. 237—244.
29. Thomas J. O., The distribution of electrons in the ionosphere, Proc. I. R. E., **47**, 162—175 (1959).
30. Wright R. W., Koster J. R., Skinner N. J., Spread F layer echoes and radio-star scintillation, J. Atmos. Terrest. Phys., **8**, 240—246 (1956).
31. Storey L. R. O., An investigation of whistling atmospheric, Phil. Trans. Roy. Soc. (London), **A246**, 113—141 (1953).
32. Smith R. L., The use of nose whistlers in the study of the outer ionosphere, Technical Report No. 6, Contract AF18(603)-126, Stanford Electronics Laboratories, Stanford, Calif., 1960.

33. Dungey J. W., The electrodynamics of the outer exosphere, The Physics of the Ionosphere, Physical Society, London, 1955, p. 229—236.
34. Johnson F. S., The ion distribution above the F<sub>2</sub> maximum, J. Geophys. Res., **65**, 577—584 (1960).
35. Nicolet M., Helium, an important constituent in the lower exosphere, J. Geophys. Res., **66**, 2263—2264 (1961).
36. Hanson W. B., Upper atmosphere helium ions, J. Geophys. Res., **67**, 183—188 (1962).
37. 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).
38. Nakada M. P., Singer S. F., Multiply ionized oxygen in the magnetosphere, URSI Spring Meeting, Washington, D. C., 1962.
39. Hanson W. B., Patterson T. N. L., Degaonkar S. S., Some deduction from a measurement of the hydrogen ion distribution in the high atmosphere, J. Geophys. Res., **68**, 6203—6205 (1963).
40. Carpenter D. L., Whistler evidence of a "knee" in the magnetospheric ionization density profile, J. Geophys. Res., **68**, 1675—1682 (1963).
41. Hanson W. B., Dynamic diffusion processes in the exosphere, Electron density distribution in ionosphere and exosphere, ed. E. Thrane, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1964, p. 361—370. (Русский перевод: «Электронная концентрация в ионосфере и экзосфере», под ред. Е. Трейна, М., изд-во «Мир», 1967.)
42. Rivault R., Corcuff Y., Recherche du point conjuge magnetique de poitiers variation nocturne de la dispersion des sifflements, Ann. Geophys., **16**, 550—554 (1960).
43. Bowles K. L. et al., Equatorial electron density profiles to 5000 km, using the incoherent scatter technique, Space Research III, ed. W. Priester, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1963, p. 253—264.
44. Dalgarno A., McElroy M. B., Moffett R. J., Electron temperatures in the ionosphere, Planet. Space Sci., **11**, 463—484 (1963).
45. Hanson W. B., Electron temperatures in the upper atmosphere, Space Research III, ed. W. Priester, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1963, p. 282—302.
46. McGill L. R., Carleton N. P., Excitation by local electric fields in the aurora and airglow, J. Geophys. Res., **69**, 101—122 (1964).
47. McGill L. R., Reis M. H., Drophleman L. K., Electric fields in the ionosphere and the excitation of the red lines of atomic oxygen, Planet. Space Sci., **11**, 45—56 (1963).
48. Marovich E., Roach F. E., Distribution of latitude of red arcs, J. Geophys. Res., **68**, 1885—1888 (1963).
49. Dessler A. J., Upper atmosphere density variations due to hydromagnetic heating, Nature, **184**, 261—262 (1959).
50. Brace L. H., Spencer N. W., Dalgarno A., Electrostatic probe data and interpretation, Trans. Amer. Geophys. Union, **45**, 82 (1964).
51. Nicolet M., The collision frequency of electrons in the ionosphere, J. Atmos. Terrest. Phys., **3**, 200—211 (1953).
52. Chapman S., The electrical conductivity of the ionosphere (a review), Nuovo Cimento, **4**, suppl., 1385—1412 (1956).
53. Dalgarno A., The mobilities of ions in their parent gases, Phil. Transactions Roy. Soc., A250, 426—439 (1958).
54. Francis W. E., Karplus R., Hydromagnetic waves in the ionosphere, J. Geophys. Res., **65**, 3593—3600 (1960).
55. Chapman S., Cowling T. G., The mathematical theory of non-uniform gases, Cambridge University Press, 1939.

# 3.

## Проникающее корпускулярное излучение

А. Дж. ДЕССЛЕР И Б. Дж. ОБРАИЕН\*

### 3.1. Введение

В этой главе описывается корпускулярное излучение, проникающее более чем через  $1 \text{ мг/см}^2$  вещества. На рис. 3.1 показана зависимость пробега от энергии для различных проникающих излучений. Большая часть проникающего излучения, обнаруженного в космическом пространстве, не достигает поверхности Земли благодаря атмосфере, которая образует защиту примерно  $10^3 \text{ г/см}^2$ . Наибольшее влияние на поведение заряженных частиц вблизи Земли оказывает геомагнитное поле. Поэтому вблизи Земли интенсивность радиации, о которой идет речь в данной главе, вообще говоря, зависит от высоты и широты. Проникающее излучение, регистрируемое на ракетах и спутниках, за немногими исключениями, не наблюдается на поверхности Земли. Например, о существовании радиационного пояса Земли — области с наиболее интенсивным потоком проникающей радиации естественного происхождения, известным в настоящее время в космическом пространстве, — даже не подозревали до тех пор, пока он не был обнаружен в 1958 г.

### 3.2. Излучение, захваченное геомагнитным полем

Излучение, захваченное геомагнитным полем, по своему происхождению может быть разделено на два основных вида: 1) высокоэнергичные частицы радиационного пояса Земли естественного происхождения (протоны, электроны и, возможно,  $\alpha$ -частицы) и 2) радиация «Морская звезда» — кодовое название радиации, состоящей главным образом из релятивистских электронов, искусственно инжектированных в геомагнитное поле в результате высотного ядерного взрыва США в июле 1962 г.

---

\* Department of Space Science, Rice University, Houston, Texas.

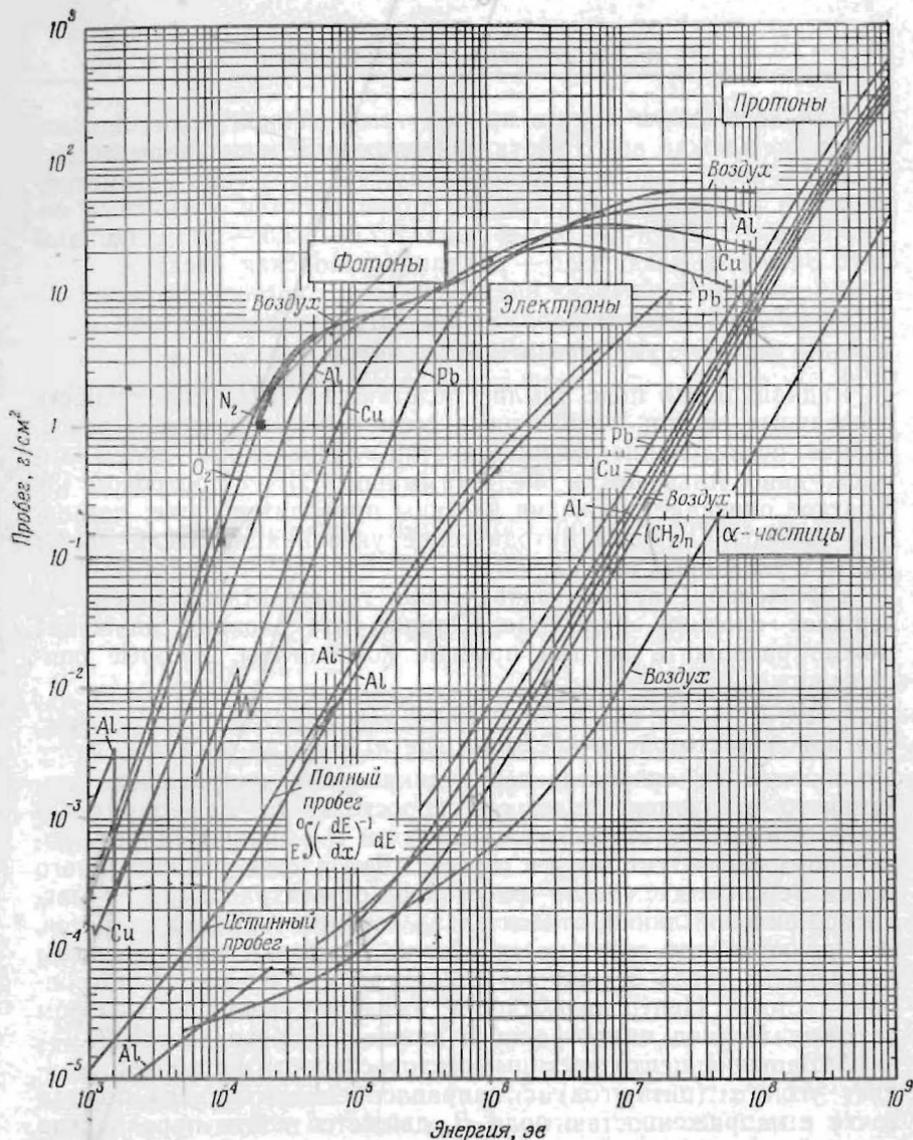


Рис. 3.1. Зависимость пробега от энергии проникающих частиц [1].  
 Пробег фотона, на котором его энергия уменьшается в  $e$  раз, равен для тяжелых заряженных частиц:

$$R = \int_E^0 \left( -\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE; \quad -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m v^2} \frac{\rho}{A} Z \left[ \ln \frac{2m v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]; \quad I = KZ;$$

для различных тяжелых заряженных частиц в данном веществе:

$$R(M_2, Z_2, E_2) = \frac{M_2}{M_1} \left( \frac{Z_1}{Z_2} \right)^2 R(M_1, Z_1, \frac{M_1}{M_2} E_2).$$

Для того чтобы понять природу захваченной радиации, необходимо прежде всего знать движение отдельных заряженных частиц в поле, подобном дипольному; это движение рассматривается в разд. 3.2.1. В разд. 3.2.2 описываются магнитные координаты  $(B, L)$  и  $(R, \lambda)$ ; в разд. 3.2.3—3.2.5 — радиационный пояс Земли, в разд. 3.2.6 — радиация «Морская звезда».

### 3.2.1. Движение заряженной частицы, захваченной геомагнитным полем

Радиационный пояс Земли представляет собой совокупность энергичных частиц, захваченных геомагнитным полем. Превосходное исследование физики частиц, захваченных полем диполя, дано Альвеном и Фельтхаммаром [2] и Нортропом [3]. Краткое описание движения частицы приводится ниже; детальные выводы и другие методические указания читатель может найти в указанных книгах.

Заряженная частица, захваченная геомагнитным полем, совершает сложное движение. Однако это сложное движение можно разложить на три простые компоненты, которые описаны ниже:

1. Частица движется по окружности радиуса  $a = mv_{\perp} c / ZeB$  с угловой частотой  $\omega_c = ZeB / mc$ , где  $m$  — масса частицы,  $v_{\perp}$  — компонента ее скорости, перпендикулярная направлению локального магнитного поля,  $c$  — скорость света,  $Ze$  — заряд частицы в электростатических единицах и  $B$  — напряженность локального магнитного поля в гауссах. Для частиц радиационного пояса Земли  $a \ll r$ , где  $r$  — расстояние от центра Земли до магнитной силовой линии, относительно которой частица вращается. Это движение по окружности обычно называют циклотронным движением; тогда  $a$  — циклотронный радиус и  $\omega_c$  — циклотронная частота. Центр окружности называют ведущим центром частицы. Период циклотронного движения обозначается  $T_1$ .

2. Ведущий центр частицы, вектор скорости которой составляет угол  $\alpha$  (питч-угол) с направлением магнитного поля в точке с напряженностью поля  $B$ , движется почти параллельно силовой линии до тех пор, пока не достигнет точки, где напряженность поля равна  $B_m = B / \sin^2 \alpha$ . Здесь  $B_m$  — максимальная напряженность поля, до которой частица может проникнуть. Точка, в которой  $B = B_m$ , называется зеркальной точкой, поскольку частица, достигая ее, отражается и движется в обратном направлении вдоль силовой линии. Таким образом, ведущий центр частицы, захваченной геомагнитным полем, движется почти точно параллельно силовой линии и колеблется туда и обратно между зеркальными точками  $A$  и  $A^*$  северного

и южного полушарий, расположенными на широтах  $\lambda_A$  и  $\lambda_{A^*}$ , с периодом  $T_2$ , определяемым формулой

$$T_2 = 2 \int_{A^*}^A \frac{dl}{v_{\parallel}}, \quad (3.1)$$

где интеграл берется вдоль магнитной силовой линии или вдоль траектории ведущего центра, а  $v_{\parallel}$  — скорость, параллельная этой линии. Из рассмотрения движения захваченных частиц [4] величину  $T_2$  можно представить в виде

$$T_2 = \frac{2}{v} \int_{A^*}^A \frac{dl}{\sqrt{1 - B/B_m}}, \quad (3.2)$$

где  $B_m$  — напряженность магнитного поля в точках  $A$  и  $A^*$ . Выражение для движения в геомагнитном поле удобно записать в виде

$$T_2 = 0,085 \frac{R_0}{\beta} T(\alpha_0) \text{ сек}, \quad (3.3)$$

где  $T(\alpha_0) \approx 1,30 - 0,56 \sin \alpha_0$ ;  $\alpha_0$  — экваториальный питч-угол на геоцентрическом экваториальном расстоянии  $R_0$  и  $\beta = v/c$ .

3. В то время как частица колеблется туда и обратно между зеркальными точками, ее ведущий центр медленно дрейфует по долготе с периодом  $T_3$ , причем положительно заряженные частицы дрейфуют на запад, отрицательно заряженные — на восток. Ведущий центр частицы очерчивает магнитную оболочку, которая в точно дипольном поле совпадает с поверхностью вращения магнитной силовой линии. Уравнение магнитной силовой линии в дипольном поле имеет вид

$$r = R_0 \cos^2 \lambda, \quad (3.4)$$

где  $r$  — расстояние от центра Земли до точки на магнитной силовой линии,  $R_0$  — геоцентрическое расстояние, на котором силовая линия пересекает экваториальную плоскость, и  $\lambda$  — угол между экватором и точкой на магнитной силовой линии (т. е. геомагнитная широта). Период долготного дрейфа равен:

$$T_3 \approx 172,4 \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon(2 + \varepsilon)} \frac{1}{m R_0} \frac{G}{F} \text{ мин}, \quad (3.5)$$

где

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1,$$

а  $G/F$  — функция широты точки отражения, причем  $G/F \approx 1$  [4]. Приведенное описание движения частицы, захваченной магнит-

ным полем, справедливо для неискаженного диполя. В слегка искаженном поле, каким является поле Земли, ситуация несколько сложнее, и для точного описания движения необходимо вводить инварианты движения.

Движение заряженной частицы, захваченной статическим магнитным полем, описывается тремя инвариантами. Ниже приводится краткое определение каждого из этих инвариантов применительно к радиационному поясу Земли. (Более детальное рассмотрение с многочисленными ссылками на предшествовавшие работы см. у Нортропа [3].) Эти три инварианта определяются следующим образом:

1. Первый инвариант — это адиабатический инвариант, или магнитный момент. Магнитный момент заряженной частицы в магнитном поле определяется как

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{B},$$

где  $m$  — масса частицы,  $v_{\perp}$  — компонента ее скорости, перпендикулярная направлению локального магнитного поля,  $B$  — напряженность локального магнитного поля. Поскольку движение частицы и конфигурация поля таковы, что напряженность магнитного поля меняется незначительно или линейно на расстоянии, которое частица проходит за один циклотронный период, то магнитный момент остается постоянным, т. е.  $v_{\perp}^2/B$  — константа движения, поэтому

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \frac{1}{B_m} = \text{const.}$$

2. Второй инвариант — интегральный, или долготный, инвариант. Интегральный инвариант определяется как  $I = \int v_{\parallel} dl$ , где  $v_{\parallel}$  — компонента скорости частицы, параллельная локальному магнитному полю,  $dl$  — элемент длины вдоль силовой линии; интеграл берется между зеркальными точками. Этот инвариант движения налагает дополнительное ограничение на движение захваченной частицы. Если при дрейфе частицы в геомагнитном поле  $\mu$  и  $I$  остаются постоянными, то частица должна дрейфовать таким образом, чтобы она в конце концов возвращалась на ту же силовую линию, с которой она начала движение. Для сохранения  $\mu$  необходимо только, чтобы  $B_m$  оставалось постоянным; чтобы при этом сохранялось  $I$ , частица должна дрейфовать по вполне определенной поверхности интегрального инварианта.

3. Третий инвариант — инвариант потока — есть просто суммарный магнитный поток через описанную выше поверхность

интегрального инварианта. Инвариант потока  $\Phi$  имеет вид

$$\Phi = \int_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s},$$

где  $d\mathbf{s}$  — элемент площади. Интеграл берется по любой поверхности, связанной с поверхностью интегрального инварианта и проходящей один (или любое нечетное число) раз через ось земного диполя, как показано на рис. 3.2. Для сохранения  $\Phi$  необходимо, чтобы при медленном сжатии или расширении геомагнитного поля (происходящих во время некоторых фаз

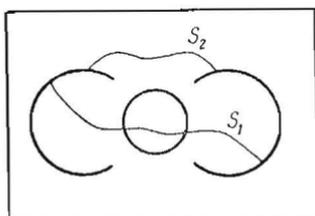


Рис. 3.2. Инвариант потока — это магнитный поток через какую-либо поверхность, связанную с оболочкой интегрального инварианта и проходящую через геомагнитную ось, как показывают произвольно выбранные поверхности  $S_1$  и  $S_2$ .

геомагнитных бурь) поверхность интегрального инварианта изменяла свои размеры таким образом, чтобы поток  $\Phi$  оставался постоянным. В течение этого процесса  $\mu$  и  $I$  также остаются постоянными. Другими словами, сохранение  $\Phi$  означает, что ведущий центр дрейфующей частицы следует за медленными изменениями магнитного поля.

Применение этих инвариантов проиллюстрировано на рис. 3.3. Пусть захваченная частица отражается в точках  $P$  и  $P^*$ . Тогда  $I = I_0$  и  $B_m = B_P$ . Нас интересует, где будет находиться частица после того, как она продрейфует по долготе на правую сторону рисунка. Она может отражаться в точках  $Q$  и  $Q^*$ , удовлетворяя условию  $I$  и  $I_0$ , но тогда  $B_x \neq B_P$ , так что будет сохраняться второй инвариант, но не первый. Ситуация становится обратной, если частица отражается в точках  $A_1$  и  $A_1^*$  или  $A_3$  и  $A_3^*$ . Оба инварианта сохраняются только в том случае, если частица отражается в точках  $A_2$  и  $A_2^*$ , и, следовательно, она будет отражаться именно в этих точках.

Результат вычисления интегрального инварианта приведен на рис. 3.4, где изображено несколько траекторий, описываемых зеркальными точками частиц, захваченных геомагнитным

полем. Здесь использовались вычисления интегрального инварианта, проведенные Йенсенем и др. [5]. Вдоль траекторий указана высота зеркальных точек частиц, выбранных произвольно так, что вблизи  $120^\circ$  в.д. эта высота составляет примерно 1500 км. Траектория со значением  $L=1,17$  представляет собой экватор интегрального инварианта для данной группы высот, т. е. траекторию дрейфующей частицы, у которой северная и южная

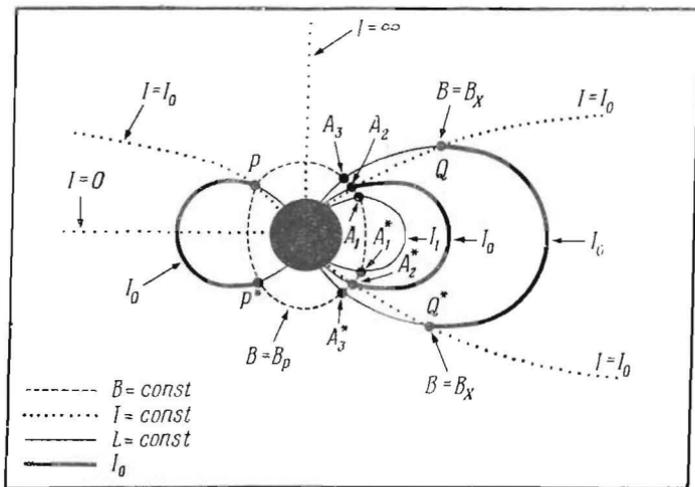


Рис. 3.3. Иллюстрация к определению первых двух инвариантов. Пусть  $P$  и  $P^*$  — начальные точки отражения частицы, причем  $I=I_0$  и  $B=B_p$ . Тогда, дрейфуя по долготе, она может отражаться на кривой  $A_1A_1^*$  или  $A_3A_3^*$ , так что будет сохраняться только первый инвариант, или в точках  $QQ^*$ , так что будет сохраняться только второй инвариант. Для сохранения первого и второго инвариантов необходимо, чтобы частица отражалась только на кривой  $A_2A_2^*$ . Жирные линии — интегральный инвариант  $I_0$ .

зеркальные точки совпадают, или питч-угол которой составляет  $90^\circ$ . (Значение  $L$  обсуждается в разд. 3.2.2.) Остальные траектории являются сопряженными, т. е. соответствующими траекториями, описываемыми зеркальными точками выбранных частиц в северном и южном (геомагнитных) полушариях.

В результате изменений геомагнитного поля эти три инварианта могут нарушаться, так что они уже не будут константами движения частиц. Это нарушение вызывается изменениями магнитного поля за времена, меньшие времени характеристического движения. Например, первый инвариант (или магнитный момент) может нарушаться, если поле изменяется за время

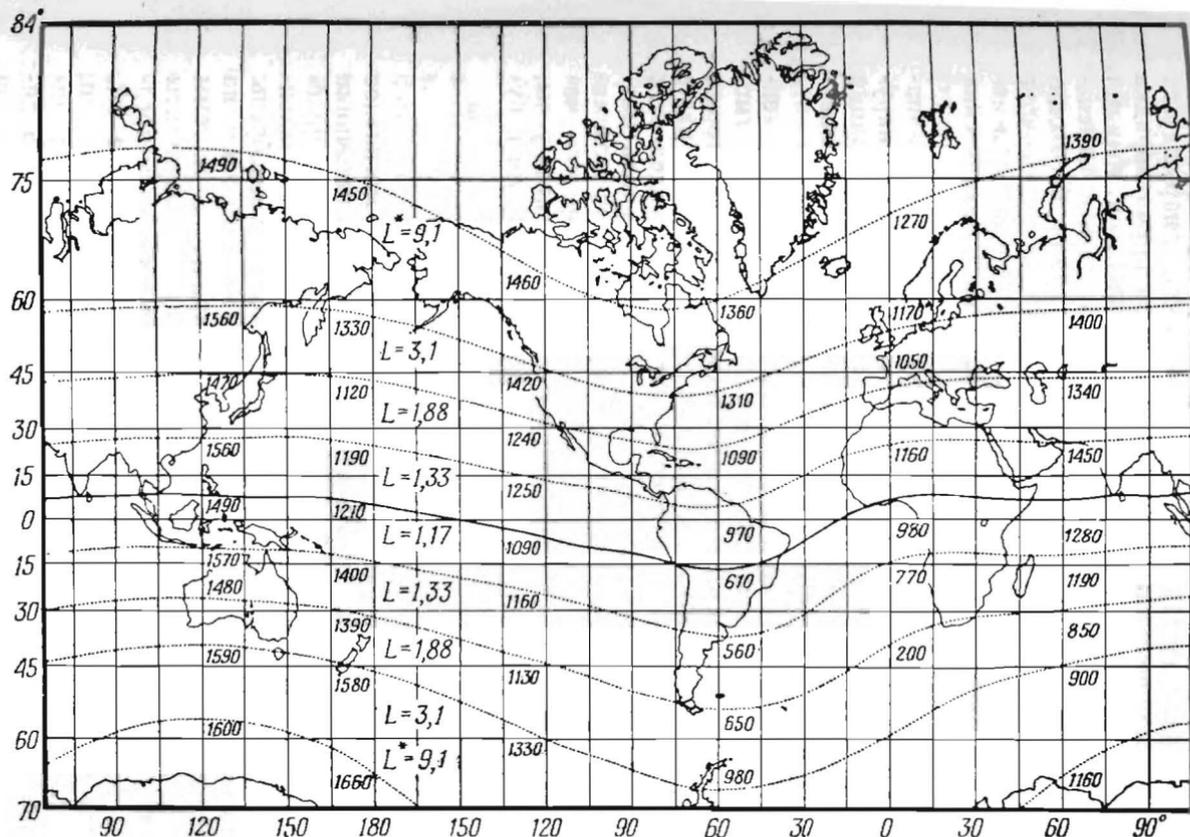


Рис. 3.4. Траектории, описываемые зеркальными точками частиц, захваченных геомагнитным полем. Использованы результаты вычисления интегрального инварианта. Высота зеркальных точек, произвольно выбранная равной приблизительно 1500 км на 120° в. д., дается вдоль каждой траектории с интервалом 60°. Для каждой траектории приводится значение  $L$ . В этом частном случае траектория, отмеченная  $L = 1,17$ , есть экватор интегрального инварианта. Другие траектории попарно сопряжены и отмечены соответствующими значениями  $L$ . Смысл  $L$  и  $L^*$  обсуждается в разд. 3.2.2.

порядка или меньше циклотронного периода [6—8]. Аналогично этому второй (или интегральный) инвариант может нарушаться в результате изменений поля, происходящих за время порядка или меньше периода колебания между зеркальными точками [9], а третий инвариант (или поток) — в результате изменений поля за время порядка или меньше, чем время, необходимое для того, чтобы захваченная частица продрейфовала вокруг Земли [10]. Третий инвариант может также нарушаться при наличии в магнитосфере меняющихся во времени электрических полей [11—13].

Оказывается, что, за исключением внутренней зоны радиационного пояса Земли, третий инвариант настолько легко нарушается, что по нему нельзя судить о поведении зоны радиации за длительное время. С другой стороны, первый и второй инварианты относительно стабильны.

Все изложенное относится к захваченным частицам, а именно к тем, которые отражаются выше условной границы атмосферы (т. е. выше 100 км). Те же частицы, питч-углы которых достаточно малы, так что их зеркальные точки находятся ниже 100 км, теряются, т. е. высыпаются. Конус потерь определяется как воображаемый конус, ось которого направлена вдоль магнитной силовой линии, а угол при вершине равен питч-углу частицы, отражающейся на высоте 100 км. Таким образом, частицы, находящиеся внутри конуса потерь, имеют питч-углы, настолько малые, что они будут отражаться ниже 100 км и будут скорее высыпаться, чем захватываться.

### 3.2.2. Системы координат $(R_0, \lambda)$ и $(B, L)$

До геоцентрических расстояний  $R$  порядка  $6R_e$  магнитное поле Земли удовлетворительно представляется полем, источники которого находятся внутри Земли, т. е. на этих геоцентрических расстояниях деформацией геомагнитного поля, обусловленной взаимодействием с солнечным ветром, можно пренебречь. (Обсуждение этого вопроса см. в разд. 8.5.) Таким образом, на расстояниях  $R < 6R_e$  можно выделить цилиндрические системы координат для захваченного излучения, так что результаты измерений, полученные в какой-либо точке, могут быть представлены на двумерном графике. На расстояниях свыше  $6R_e$  солнечный ветер приводит к появлению сильной асимметрии.

Система координат  $(R, \lambda)$ , одной из первых получившая широкое распространение, основана на модели центрального диполя (см. разд. 8.3). Здесь  $R$  — расстояние от центра Земли до точки измерения,  $\lambda$  — геомагнитная широта (показанная на рис. 8.8). Используя эксцентрический диполь в качестве начала

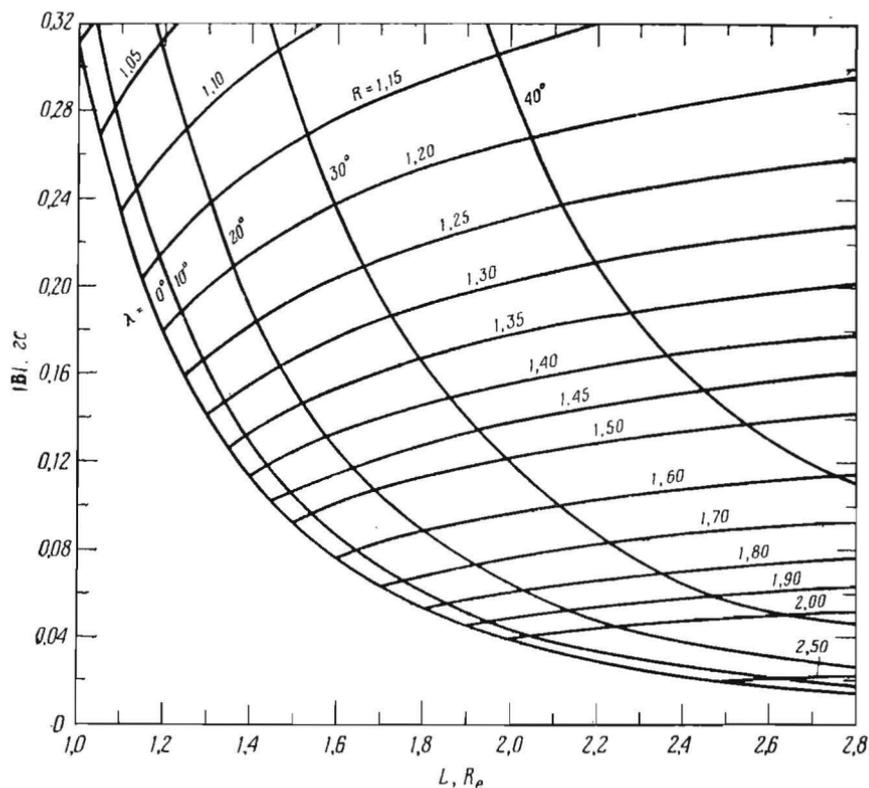
координат и геомагнитное наклонение вместо геомагнитной широты, можно усовершенствовать эту систему.

Усложненный вид системы  $(R, \lambda)$  представляет система  $(R_0, \lambda)$ , использовавшаяся Фэнгом и др. [14]. В этой системе предполагается, что для геомагнитного поля дипольное соотношение  $R = R_0 \cos^2 \lambda$  выполняется с хорошей точностью. Тогда результаты измерений могут быть выражены в виде функции геомагнитной широты и расстояния до точки пересечения силовой линии, на которой они получены, с плоскостью экватора. Например, если измерения проводились на  $R = 2R_e$  и  $\lambda = 45^\circ$ , то координаты  $(R_0, \lambda)$  точки измерения будут  $4R_e$  и  $45^\circ$  соответственно. Системы координат  $(R, \lambda)$  и  $(R_0, \lambda)$  неприменимы вблизи Земли из-за наличия недипольных компонент геомагнитного поля высшего порядка и смещения центра главной части магнитного поля относительно географического центра. Эти системы совпадают в пределах 1% на геоцентрических расстояниях от 3 до  $6R_e$ . Ближе к Земле точность уменьшается и на поверхности Земли ошибка может быть порядка 10%.

Система координат  $(B, L)$ , предложенная Мак-Илвейном [15], во многих отношениях сходна с системой  $(R_0, \lambda)$ , но, поскольку в ее основу положен интегральный инвариант, вычисленный для реального геомагнитного поля, ее точность составляет 1% на геоцентрических расстояниях от 1 до  $6R_e$ . Детальное рассмотрение и сравнение систем координат  $(R_0, \lambda)$  и  $(B, L)$  дано в [16].

Один интегральный инвариант, описанный в разд. 3.2.1, не в состоянии определить оболочку, по которой будет дрейфовать захваченная частица в сложном геомагнитном поле. В идеальном дипольном поле две частицы, начавшие движение на одной и той же поверхности интегрального инварианта, будут оставаться на этой поверхности независимо от того, каковы поля  $B_m$  в их точках отражения. Однако в поле Земли форма оболочек интегрального инварианта является функцией  $B_m$ . Поэтому две частицы, начавшие движение на одной и той же силовой линии, но имеющие различные поля  $B_m$  в зеркальных точках, при дрейфе вокруг Земли не останутся вместе, а сдвигаются по радиусу относительно друг друга. Величина радиального смещения составляет примерно 1% геоцентрического расстояния до точки пересечения оболочек интегрального инварианта с плоскостью экватора. Пренебрегая столь малым радиальным смещением, Мак-Илвейн смог описать движение захваченных частиц, задавая для каждой точки пространства величину  $L$ , которая соответствует расстоянию (в радиусах Земли) от магнитного центра Земли до пересечения с плоскостью экватора силовой линии, проходящей через эту точку. Напря-

женность поля в этой точке вычислялась путем разложения по сферическим гармоникам высшего порядка. Таким образом, каждая точка пространства задается напряженностью магнитного поля  $B$  и расстоянием  $L$  до пересечения с экватором.



Р и с. 3.5. Система координат  $(R, \lambda)$  в плоскости  $(B, L)$  для дипольного поля [15].

На рис. 3.5 приводится система координат  $(R, \lambda)$  в плоскости  $(B, L)$ . Отметим, что в координатах  $(B, L)$  масштаб сетки линий  $R = \text{const}$ ,  $\lambda = \text{const}$  растет с широтой. Поэтому высокоширотные области кажутся относительно более важными.

На рис. 3.6 приводится географическое распределение значений  $L$  на поверхности, выбранной на произвольной высоте 500 км. Из этого рисунка видно, что возможны значительные ошибки при попытке перевести значения  $L$  для низких широт в «интегрально-инвариантные широты» при помощи соотноше-

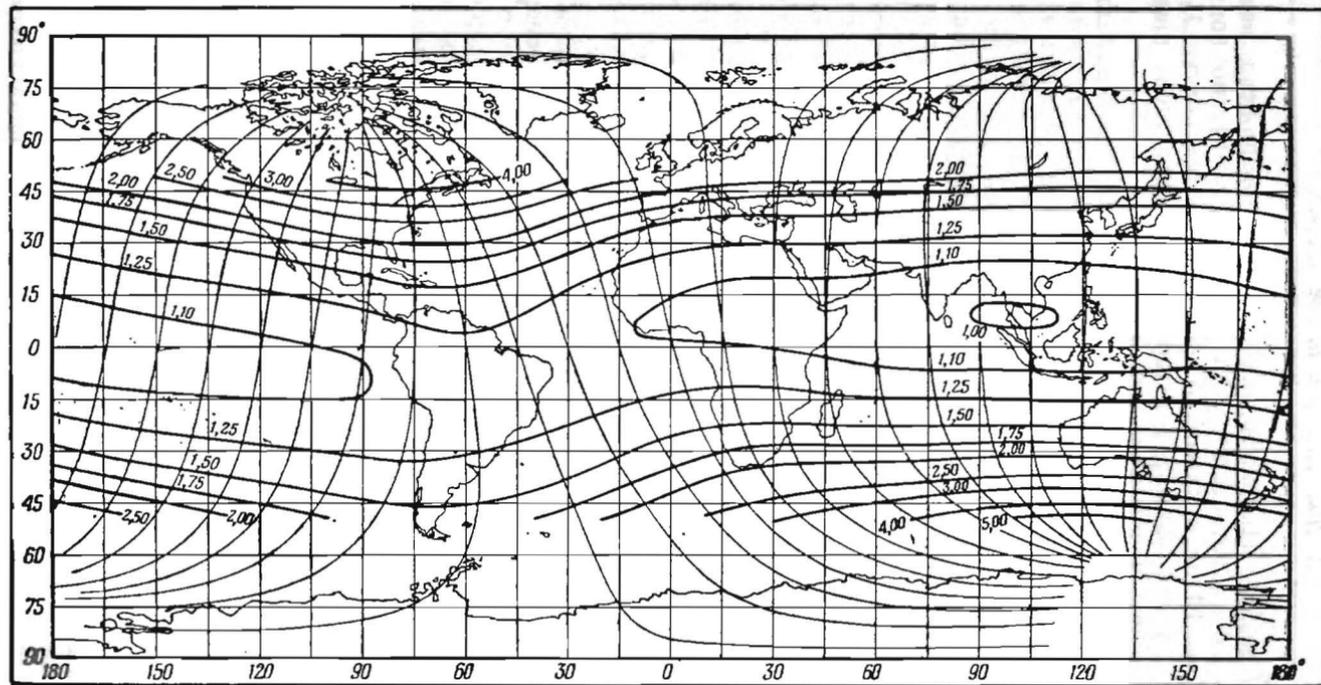


Рис. 3.6. Кривые постоянного  $L$  на высоте 500 км ( $R = 1,08$ ) и их проекции на поверхность Земли [17].

ния  $R=L \cos^2 \lambda_I$ . Например, на рисунке изображена поверхность  $R=1,08$  (соответствующая высоте 500 км), но контуры  $L=1$  и  $L=1,10$  не охватывают экваториальный контур  $\lambda_I=0^\circ$ . Чтобы получить контур интегрально-инвариантной широты,  $R$  нужно менять непрерывно, как на рис. 3.4.

Таким образом, система координат  $(B, L)$  особенно полезна для точного ( $\sim 1\%$ ) представления результатов измерений на геоцентрических расстояниях от 1 до  $3R_e$  и для магнитных широт, меньших примерно  $70^\circ$ . Ее два недостатка состоят в следующем: 1) в большинстве случаев требуется применение цифровой вычислительной машины и 2) нет простой связи пространственного распределения данных в координатах  $(B, L)$  с их действительным распределением в декартовом пространстве, что затрудняет развитие интуитивных физических представлений. Например, оказывается что траектории спутника сильно искажены в координатах  $(B, L)$  по сравнению с координатами  $(R, L)$ . Система координат  $(R, L)$ , вероятно, предпочтительнее системы  $(B, L)$  на геоцентрических расстояниях примерно от 3 до  $6R_e$  и  $\lambda < 70^\circ$ , где обе системы координат имеют примерно одинаковую точность ( $\sim 1\%$ ). Как показал О'Брайен [19], на расстояниях больше  $6R_e$  и для геомагнитных широт свыше  $70^\circ$  никакая из этих систем координат не дает результатов, имеющих физический смысл. Недостаток систем координат, основанных на дипольной модели, обусловлен тем, что не учитываются искажения геомагнитного поля солнечным ветром (см. разд. 8.5). В области больших широт и на больших геоцентрических расстояниях необходимо представлять данные с учетом искажения геомагнитного поля, схематически изображенного на рис. 3.7 или 8.14. Однако система  $(B, L)$  пригодна для представления данных в области малых высот и высоких широт, так что искажения, вызванные солнечным ветром, могут быть обнаружены.

### 3.2.3. Описание радиационного пояса Земли

Радиационный пояс Земли почти целиком состоит из электронов и протонов. Был обнаружен очень небольшой поток дейтронов и тритонов [22, 23], и возможно (хотя это еще не установлено), что несколько процентов от полного потока ионов составляют  $\alpha$ -частицы (см. разд. 3.2.4).

Первые исследования пространственного распределения частиц радиационного пояса Земли были проведены с помощью экранированных гейгеровских счетчиков на спутниках Эксплорер 1, 3 и 4 [24] и на втором и третьем советских спутниках [25]. Эти спутники обнаружили области повышенной скорости

счета на широте около  $50^\circ$  и в зоне  $\pm 40^\circ$  от экватора, а также область с низкой скоростью счета между ними. После того как с помощью ракеты Пионер 3 было получено, что разделение на две области высокой скорости счета имеет место и в

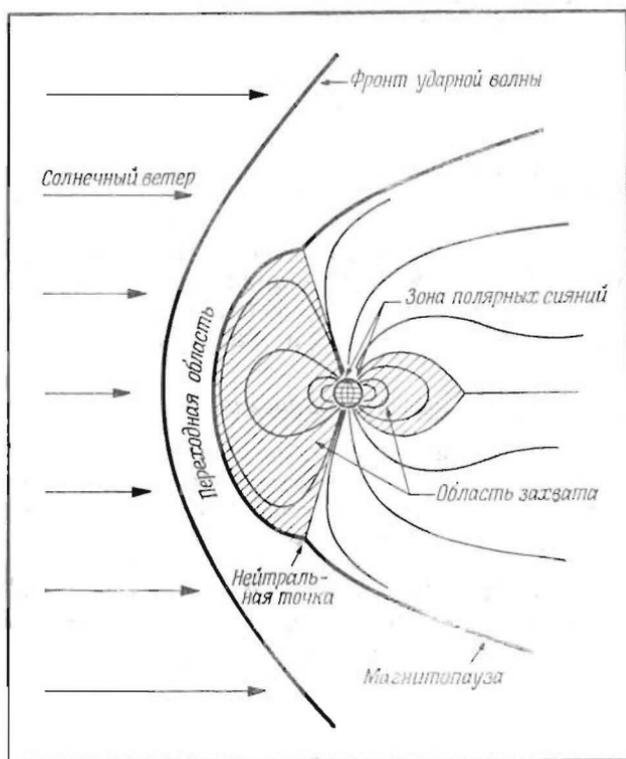


Рис. 3.7. Пространственное распределение радиации, захваченной геомагнитным полем.

Из асимметрии дневной и ночной областей следует, что нарушение геомагнитного поля солнечным ветром, градиент и дрейф ведущих центров в результате действия центробежной силы на дневной стороне значительно меньше, чем на ночной. Этот рисунок выполнен на основе экспериментальных данных [18—20] и теоретической модели Десслера и Джудея [21]. В разд. 8.5 рассматривается взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем и определяются термины, использованные на этом рисунке.

экваториальной плоскости, эти две области назвали внутренним и внешним радиационными поясами, а промежуточную область с более низкой скоростью счета — щелью [26, 27]. Такое разделение на два пояса явилось следствием того факта, что

на начальной стадии исследования пространственного распределения проводились с помощью экранированных гейгеровских счетчиков, регистрировавших только наиболее энергичные проникающие частицы. Некоторые сделанные ранее предположения о виде частиц и их спектрах были неправильны и приводили к большим ошибкам в оценках потока частиц и их пространственного распределения, особенно для электронов.

Наиболее проникающими компонентами радиационного пояса являются: 1) высокоэнергичные протоны — протонный пояс, центр которого находится на расстоянии примерно 10 000 км от оси геомагнитного диполя, или на  $L \approx 1,5$  [28—31], и 2) электроны — электронный пояс с центром на расстоянии примерно 22 000 км от оси геомагнитного диполя, или на  $L \approx 3,5$  [30—34]. Электронный пояс простирается до области, занятой протонным поясом [35]. Низкоэнергичная радиация, которая задерживается  $\sim 1$  г/см<sup>2</sup> вещества, но проходит через  $\sim 1$  мг/см<sup>2</sup>, заполняет всю область захвата, показанную на рис. 3.7.

### 3.2.4. Ионная компонента радиационного пояса Земли

Исследования, проведенные с помощью ядерных эмульсий [28] и сцинтилляционных счетчиков [36], доказали, что энергичные ионы, главным образом протоны, остаются захваченными геомагнитным полем в течение длительного времени. Проводились измерения захваченных протонов с энергией  $E_p$  от  $\sim 100$  кэв до 700 Мэв. Усовершенствование методов измерений позволит, по-видимому, расширить диапазон энергий исследуемых частиц как в сторону больших, так и в сторону меньших энергий. Протоны представляют собой наиболее проникающую компоненту внутренней зоны и дают наибольший вклад в плотность кинетической энергии во внешней зоне.

Относительный состав захваченных ионов определялся только для энергичных частиц внутренней зоны путем анализа их треков в ядерных эмульсиях, пролетающих через эту область. Фриден и Уайт [37] показали, что во внутренней зоне очень мало проникающих частиц тяжелее протонов. Однако определение точного состава затруднено из-за возможной примеси тяжелых частиц, образовавшихся при соударении первичных протонов с приборным контейнером.

На эту задачу обратили внимание две группы исследователей, работающих с ядерными эмульсиями [37, 23]. При выборе исследуемых треков ими использовались различные критерии; поэтому их результаты относятся к несколько отличным диапазонам энергии. Пренебрегая этими различиями, сгруппируем все результаты измерений для приближенных энергетических

интервалов в табл. 3.1. Согласно Фридену и Уайту [37], наблюдаемая интенсивность тритонов по существу совпадает с предсказанной, если предположить, что все тритоны являются вторичными продуктами ядерных взаимодействий первичных захваченных протонов с атмосферой. По-видимому, наблюдаемый поток захваченных дейтеронов может быть объяснен таким же образом.

Таблица 3.1

Относительное содержание тяжелых ионов,  
захваченных во внутренней зоне

Частицы	Число треков	Содержание, %
Протоны ( $E > 35$ Мэв)	1270	99,0
Дейтероны ( $E > 50$ Мэв)	6	~ 0,5
Тритоны ( $E > 60$ Мэв)	5	~ 0,5
$Z \geq 2$ ( $E > 125$ Мэв)	0	~ 0,0

На рис. 3.8 изображено пространственное распределение захваченных протонов для двух диапазонов энергий, а именно «низкоэнергичного» ( $100 \text{ кэв} < E_p < 4 \text{ Мэв}$ ) и «высокоэнергичного» ( $E_p \geq 40 \text{ Мэв}$ ). Протоны этих энергий исследовались с помощью сцинтилляционного счетчика на спутнике Эксплорер 12 [36], гейгеровских счетчиков на спутнике Эксплорер 4 и других детекторов на спутниках Эксплорер 14, Рилей и т. д. [38]. Как видно из рис. 3.8, максимальный поток низкоэнергичных захваченных протонов на  $L \approx 4$  составил  $J$  ( $100 \text{ кэв} < E_p < 4 \text{ Мэв}$ )  $\approx \approx 10^8$  протон/см<sup>2</sup>·сек. Максимальный поток более энергичных протонов на  $L \approx 1,5$  в экваториальной плоскости составил по оценке Ван Аллена [30]  $J$  ( $E_p > 40 \text{ Мэв}$ )  $\approx 3 \cdot 10^4$  протон/см<sup>2</sup>·сек.

Наиболее удаленный контур постоянного потока высокоэнергичных протонов ( $E_p > 40 \text{ Мэв}$ ) определяет границу области, обычно называемой внутренней зоной радиационного пояса; остальную часть пояса обычно называют внешней зоной. Контур потока протонов имеют тенденцию к симметрии относительно геомагнитного экватора, определенного по интегральному инварианту. Поскольку ось геомагнитного поля не совпадает с осью вращения Земли, то высота контура над поверхностью Земли зависит от долготы. Контур, расположенные на расстояниях меньше  $1 \cdot 10^4$  км от центра Земли, по-видимому, верны с точностью до множителя 2; на больших расстояниях возможны флуктуации в 10 раз.

Многочисленные наблюдения частиц в других энергетических диапазонах с помощью различных детекторов также дают информацию о захваченных протонах. Например, с помощью телескопа гейгеровских счетчиков, установленного на спутнике

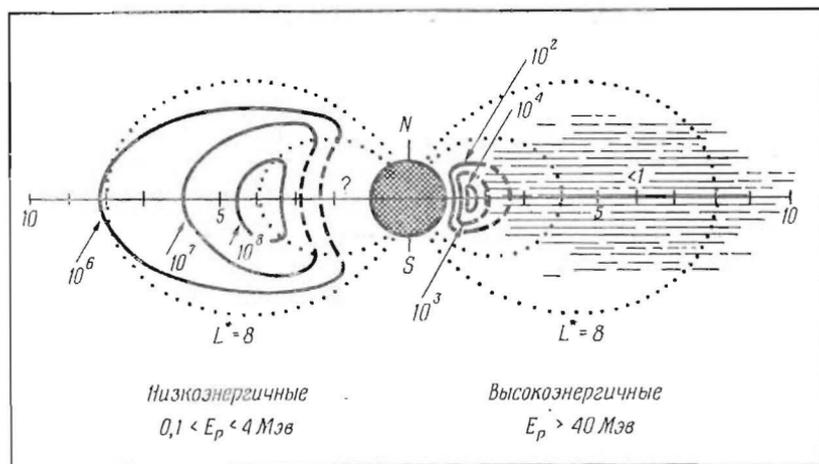


Рис. 3.8. Полные потоки протонов (в  $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) сравнительно низких ( $0,1 < E_p < 4 \text{ Мэв}$ ) и сравнительно высоких ( $E_p > 40 \text{ Мэв}$ ) энергий [30, 36, 38]. На расстоянии свыше примерно  $13000 \text{ км}$  ( $L \approx 2,1$ ) в заштрихованной области потоки протонов высоких энергий меняются со временем (см. рис. 3.10). Потоки низкоэнергичных протонов на оболочке  $L > 3$  также меняются во время магнитных бурь [36].

Эксплорер 6, было получено радиальное распределение протонов с  $E_p > 70 \text{ Мэв}$  [31]. Некоторые измерения, проведенные с помощью ядерных эмульсий (см., например, [22]), позволили очень детально определить энергетические спектры энергичной компоненты во внутренней зоне, тогда как другие [39] установили факт смягчения спектра протонов с увеличением параметра  $L$ .

На рис. 3.9 изображены контуры потока протонов, полученные в результате измерений Ван Аллена [30] и Мак-Илвейна [38]. Мак-Илвейн установил [40], что на геоцентрических расстояниях, превышающих  $1,3 \cdot 10^4 \text{ км}$  ( $L \approx 2,1$ ), поток энергичных протонов может меняться в результате действия неадиабатических процессов. Рис. 3.10 показывает, что после сильной магнитной бури 23 сентября 1963 г. поток захваченных протонов с энергией  $E_p > 34 \text{ Мэв}$  уменьшился больше чем в 5 раз на  $L=2,4$  и на меньшую величину при меньших значениях  $L$ , причем на  $L=2,1$  заметный эффект не обнаружен. Механизм, ко-

торый может обусловить подобное изменение, еще не вполне ясен. Обещающим представляется процесс магнитосферной конвекции, которая может заметно увеличиваться во время магнитных возмущений [41]. Эти возмущения должны привести к

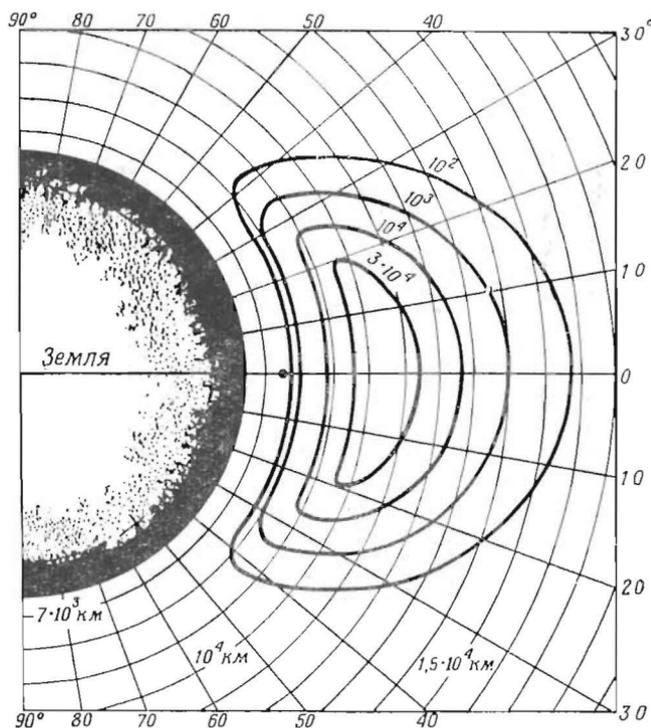


Рис. 3.9. Поток энергичных протонов внутренней зоны.

Числа на контурах обозначают величину потока протонов с энергиями выше примерно 35 Мэв в единицах *протон/см<sup>2</sup>·сек.* Точка у нижней границы пояса поставлена на высоте, указанной на рис. 3.11, а с учетом зависимости высоты и широты пояса от долготы. Эта высота пояса соответствует 210° в. д. На расстояниях выше примерно 13 000 км поток протонов меняется со временем. Цифры у края рисунка указывают широту относительно интегрального инварианта.

изменению структуры внешней части пояса энергичных протонов. Такое изменение было обнаружено Мак-Илвейном [40] на  $L=2,2$ .

На рис. 3.11 показано положение экватора интегрального инварианта в географических координатах. Высота (в километрах) основания радиационного пояса относительно экватора

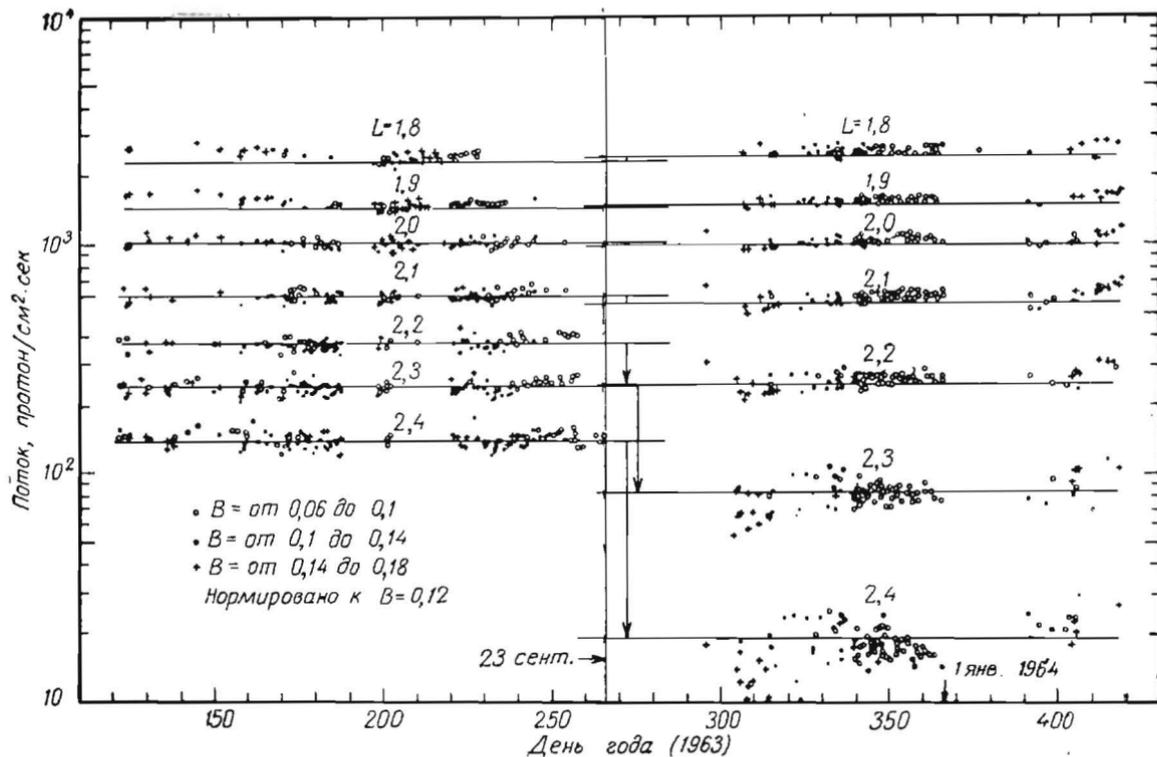


Рис. 3.10. Уменьшение потока энергичных ( $E_p > 3$  Мэв) захваченных протонов после сильной магнитной бури 23 сентября 1963 г. [40].

отмечена на рис. 3.11, а цифрами со стрелками. При определении положения экватора интегрального инварианта и высоты использовалось разложение геомагнитного поля по сферическим

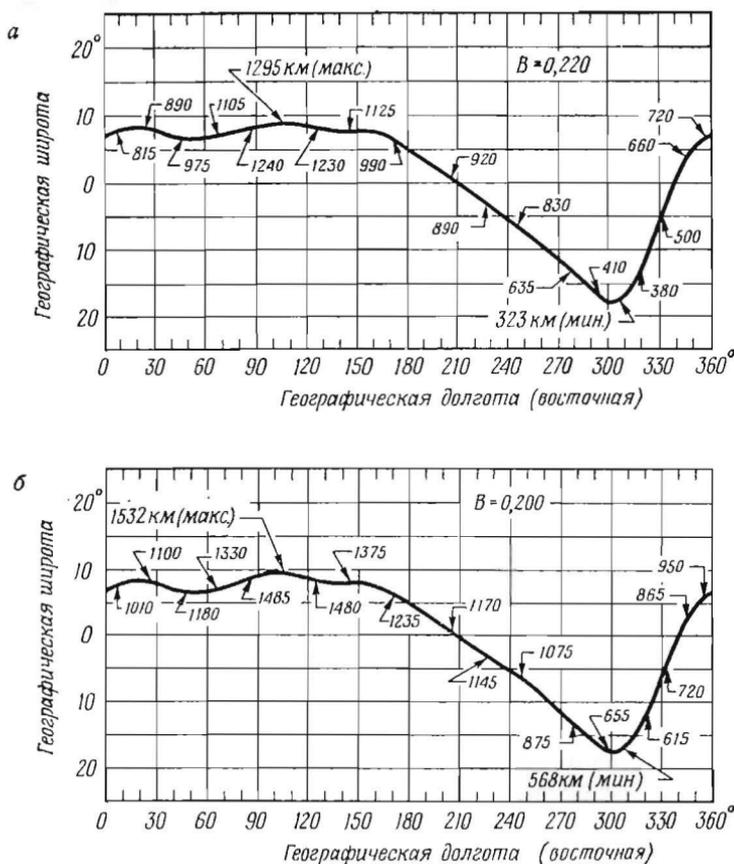


Рис. 3.11. Положение и высота экватора интегрального инварианта в географических координатах. Высоты указаны с точностью  $\pm 25$  км. а — напряженность поля 0,220 гс; цифры указывают высоты в километрах, на которых регистрируемый поток протонов едва превышает фон космических лучей; б — напряженность поля 0,200 гс; цифры указывают высоты, на которых поток протонов с энергией свыше 40 Мэв составляет  $10^2$  протон/см<sup>2</sup>·сек.

гармоникам высшего порядка, проведенное Йенсенем и др. [5]. На рис. 3.11, а показана высота основания радиационного пояса, на которой скорость счета несколько превышает фон космических

лучей, напряженность поля в этом случае  $B=0,220$  гс [42]. Аналогично, на рис. 3.11, б показаны высоты вдоль экватора интегрального инварианта, на которых поток протонов с энергией выше 40 Мэв составляет  $10^2$  протон/см<sup>2</sup>·сек (что примерно в 50 раз превышает фон космических лучей); напряженность поля составляет 0,200 гс.

На рис. 3.12 показано увеличение потока протонов с высотой над основанием радиационного пояса на экваторе интегрального

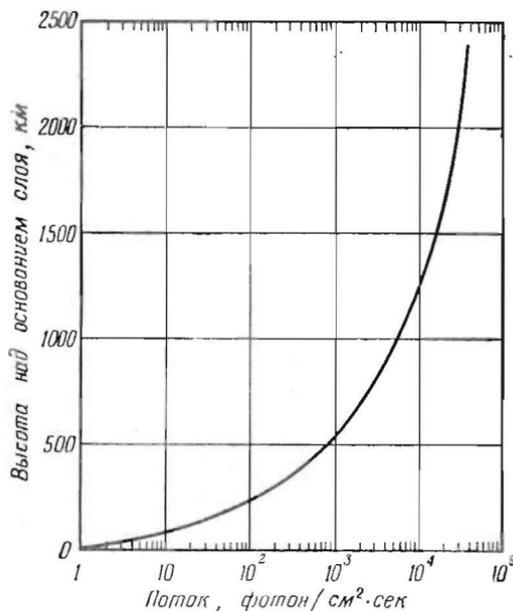


Рис. 3.12. Распределение протонов с энергиями свыше примерно 35 Мэв над основанием радиационного пояса вблизи экватора интегрального инварианта.

Чтобы получить высоту, на которой встречается данный поток на данной долготе, нужно сложить высоту, указанную на этом рисунке, с высотой, указанной на рис. 3.11, а. Величины потока, указанные на этом графике, справедливы с точностью до множителя 2.

инварианта по результатам, полученным Йошидой и др. [42], и по сферическому гармоническому анализу Йенсена и др. [5]. Положение основания радиационного пояса может быть установлено с помощью рис. 3.11, а. Рис. 3.11, а и 3.12 позволяют определить поток протонов на данной высоте и долготе на экваторе интегрального инварианта. Например, найдем поток протонов на высоте 1500 км при 45° в. д. Из рис. 3.11, а получим, что при

45° в. д. основание радиационного пояса находится на высоте 975 км над поверхностью Земли. Тогда из рис. 3.12 видно, что на высоте 1500 — 975 = 525 км над основанием радиационного пояса (или на высоте 1500 км над поверхностью Земли при 45° в. д.) поток протонов составляет  $1,0 \cdot 10^3$  протон/см<sup>2</sup> · сек.

Было найдено, что в экваториальной плоскости низкоэнергичные ( $100 \text{ кэВ} < E_p < 4 \text{ МэВ}$ ) захваченные протоны заполняют область вплоть до границы регулярного магнитного поля [36]. С увеличением  $L$  их спектр постепенно становится более мягким (или более крутым). Подобная общая тенденция изменения характера спектра довольно грубо сохраняется для всех захваченных протонов, в том числе и для более высокоэнергичных на оболочках с меньшим  $L$ .

Поток и спектр протонов на  $L \approx 1,4$  имеет вид

$$J(E_p) dE \sim E_p^{-1,8} dE$$

для  $75 \text{ МэВ} < E_p < 700 \text{ МэВ}$  [28]. При  $L \approx 1,53$  и  $B = 0,209 \text{ гс}$  спектр аппроксимируется выражением

$$J(E_p) dE \sim E_p^{-1,7 \pm 0,3} dE$$

для  $40 \text{ МэВ} < E_p < 100 \text{ МэВ}$ , а при  $L = 1,79$  и  $B = 0,23 \text{ гс}$

$$J(E_p) dE \sim E_p^{-4,5 \pm 0,5} dE$$

для  $10 \text{ МэВ} < E_p < 50 \text{ МэВ}$  [39]. При еще больших значениях параметра  $L$  энергетический спектр протонов в диапазоне  $100 \text{ кэВ} < E_p < 4 \text{ МэВ}$  имеет экспоненциальный вид [36]

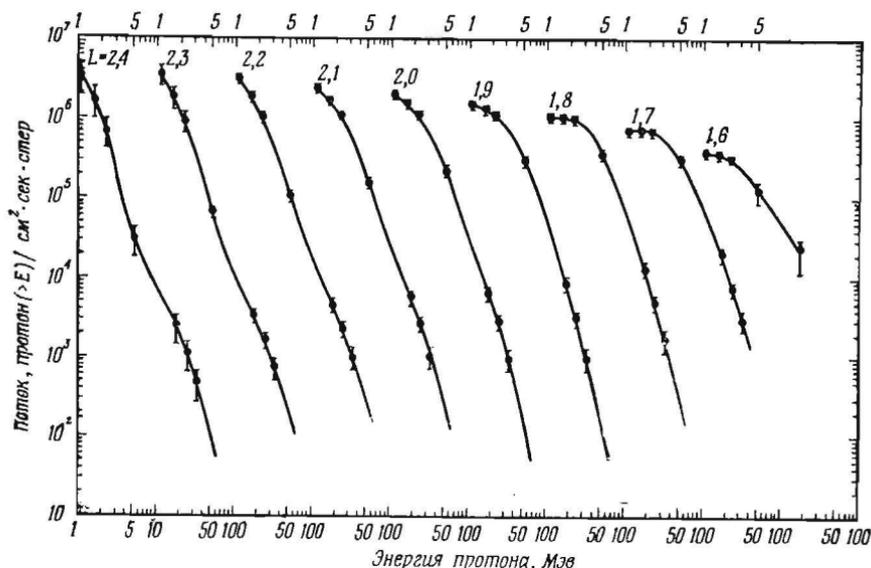
$$J(E_p) dE \sim \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) dE,$$

где  $E_0 = 400 \text{ кэВ}$  на  $L \approx 2,8$ ;  $E_0 = 120 \text{ кэВ}$  при  $L \approx 5,0$  и  $E_0 = 64 \text{ кэВ}$  при  $L \approx 6,1$ . Мак-Илвейн и Пизелла [43] нашли эмпирическую зависимость для всех существующих измерений энергетических спектров протонов, используя простой экспоненциальный вид спектра и полагая

$$E_0 = (306 \pm 28) L^{-5,2 \pm 0,2} \text{ МэВ}.$$

Численные значения получены на основании результатов измерений, проведенных на спутнике Эксплорер 4 в области  $L < 2$ ; тем не менее они в общих чертах согласуются с приведенными выше результатами вплоть до  $L \approx 6$ . Однако очевидно, что эта эмпирическая зависимость несовершенна, поскольку она не описывает более низкоэнергичной компоненты внутренней зоны и не учитывает временных вариаций. Но поскольку

в настоящее время нельзя предложить какой-либо законченной количественной теории, пользуются этим соотношением.



Р и с. 3.13. Энергетические спектры захваченных протонов в экваториальной плоскости в зависимости от  $L$  [44].

Наиболее обширную сводку данных об энергетических спектрах проникающих протонов в области  $L < 2,2$  составили Филлиус и Мак-Илвейн [44]; эти спектры приведены на рис. 3.13.

### 3.2.5. Электронная компонента радиационного пояса Земли

Проводились измерения захваченных электронов с энергиями ( $E_e$ ) от  $\sim 1$  кэв до  $\sim 5$  Мэв. Однако существующих измерений электронов с энергией  $E_e < 10$  кэв недостаточно для того, чтобы оценить, какую роль эти электроны играют во многих геофизических явлениях, например в полярных сияниях. В этом разделе рассматриваются только электроны естественного происхождения. В настоящее время на  $L \sim 1,5$  таких электронов относительно немного по сравнению с искусственно инжектированными электронами (см. разд. 3.2.6). Экспериментальное исследование естественных электронов во внутренней зоне всегда встречало трудности вследствие большой проникающей способности энергичных протонов, а в настоящее время оно стало значительно более сложным. В течение примерно де-

сяти последующих лет естественные и искусственно инжектированные электроны во внутренней зоне будут совершенно перемешаны и экспериментаторы будут не в состоянии различить их. К сожалению, до инжекции электронов в результате взрыва бомб естественные электроны не были хорошо исследованы.

На рис. 3.7 показано пространственное распределение низкоэнергичных электронов ( $E_e < 1$  Мэв), заполняющих всю область захвата в магнитосфере; значительные потоки таких электронов регистрируются вплоть до границы упорядоченного геомагнитного поля [45]. Поскольку эта граница контролируется к тому же солнечным ветром, то ее положение и пространственное распределение низкоэнергичных электронов зависят от местного времени. Такая зависимость от местного времени была обнаружена О'Брайеном [19] на высоте  $\sim 1000$  км с помощью спутника Инджун 1. Поток захваченных электронов с энергией  $E_e > 40$  кэв на этой высоте над Северной Америкой приблизительно постоянен вплоть до высоких северных геомагнитных широт  $\lambda$ , выше которых такие электроны не регистрируются, причем в местную полночь величина  $\lambda \sim 69^\circ$ , а в местный полдень  $\lambda \sim 75^\circ$ . Этим геомагнитным широтам соответствуют  $L^* \sim 8$  и  $L^* \sim 15$ . Однако существование этого временного эффекта приводит к тому, что параметр  $L$  теряет значение геоцентрического радиального расстояния в области  $L > 6$ . (Поэтому величины  $L > 6$  обозначены через  $L^*$ .) Исследования, проведенные с помощью спутника Алуэтт [46, 47], подтвердили существование этих временных вариаций. С помощью спутников Эксплорер 12 и Эксплорер 14 [48] исследование зависимости потока захваченных частиц от местного времени было распространено на большие высоты. На рис. 3.7 схематически изображена область захвата низкоэнергичных электронов в магнитосфере в меридиональной плоскости полдень — полночь. В экваториальной плоскости область захвата имеет более сложный вид, и ее положение зависит еще от расстояния до плоскости эклиптики на больших радиальных расстояниях.

Наблюдались не только систематические вариации потока захваченных электронов в зависимости от местного времени при больших значениях  $L$ , но и большие изменения потоков и энергетических спектров электронов в зависимости от всемирного времени вплоть до  $L \approx 2$ . Эти изменения особенно велики во время сильных магнитных бурь и настолько велики, что лишают смысла любое среднее распределение электронов в области  $L > 3$ . Обычно поток электронов в экваториальной плоскости при  $3 < L < 6$  меняется от  $\sim 10^6$  до  $10^8$  электрон/см<sup>2</sup>·сек для  $E_e > 40$  кэв и от  $\sim 10^3$  до  $10^6$  электрон/см<sup>2</sup>·сек для  $E_e > 1,5$  Мэв [49]. При увеличении  $L$  спектры обычно становятся более

крутыми. Во время сильных магнитных бурь интенсивность низкоэнергичной компоненты возрастает, а интенсивность высокоэнергичной ( $E_e > 1,5 \text{ Мэв}$ ) вначале уменьшается, затем в течение дня или около того увеличивается до значения, превышающего интенсивность до бури, и потом постепенно, в течение нескольких дней, возвращается к величине интенсивности до бури. (Более детальное рассмотрение этих временных вариаций см. в [50].) Вариации потока не обязательно связаны с высыпанием захваченных частиц в атмосферу. Вполне вероятно, что захваченные электроны просто приобретают или теряют энергию (например, в результате действия механизма, связанного с существованием кольцевого тока, который был предложен Десслером и Карплюсом [51]).

В течение нескольких лет после открытия радиационного пояса высокая скорость счета экранированных гейгеровских счетчиков во внешней радиационной зоне интерпретировалась ошибочно. Часто полагали, что основной вклад в эту скорость счета давало тормозное излучение низкоэнергичных электронов ( $E_e > 30 \text{ кэв}$ ), и на основе этого оценивались потоки таких частиц в  $\sim 10^{11} \text{ электрон/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Грингауз и др. [52] и Десслер [53] представили большое количество данных, свидетельствующих о том, что это предположение необоснованно. Затем в результате измерений с помощью электронного спектрометра на спутнике Эксплорер 12 [54] было показано, что приведенная оценка неверна, что максимальный поток равен  $\sim 10^8 \text{ электрон/см}^2 \cdot \text{сек}$  и что высокая скорость счета, отмечавшаяся в прежних экспериментах, обусловлена прямым прохождением через защиту энергичных электронов ( $E_e > 1,5 \text{ Мэв}$ ), поток которых составляет  $\sim 10^5 \text{ электрон/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Многочисленные последующие эксперименты подтвердили эти результаты, полученные на спутнике Эксплорер 12 (см. обзор Фарли [55]).

До искусственной инжекции электронов (см. разд. 3.2.6) энергетические спектры электронов внутренней зоны не были очень точно измерены. Имеющиеся результаты измерений спектров электронов внутренней зоны собраны на рис. 3.14 [56]. На основании результатов измерений потока электронов с энергией свыше  $\sim 600 \text{ кэв}$ , проведенных на спутнике Эксплорер 4 [57], можно считать, что в спектре таких электронов больше, чем следует из рис. 3. 14.

О'Брайен [58] оценил максимальные потоки электронов в центре внутренней зоны на  $L \approx 1,4-1,5$ :

$$J_e(E_e > 40 \text{ кэв}) \approx 10^8 \text{ электрон/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$$

и

$$J_e(E_e > 600 \text{ кэв}) \approx 10^6 \text{ электрон/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}.$$

Это максимальные значения потоков частиц, вектор скорости которых перпендикулярен магнитному полю; приведенные значения меняются по крайней мере в 3 раза. Отмечено существование значительных изменений спектра со временем, особенно во время магнитных бурь, поэтому обобщения должны

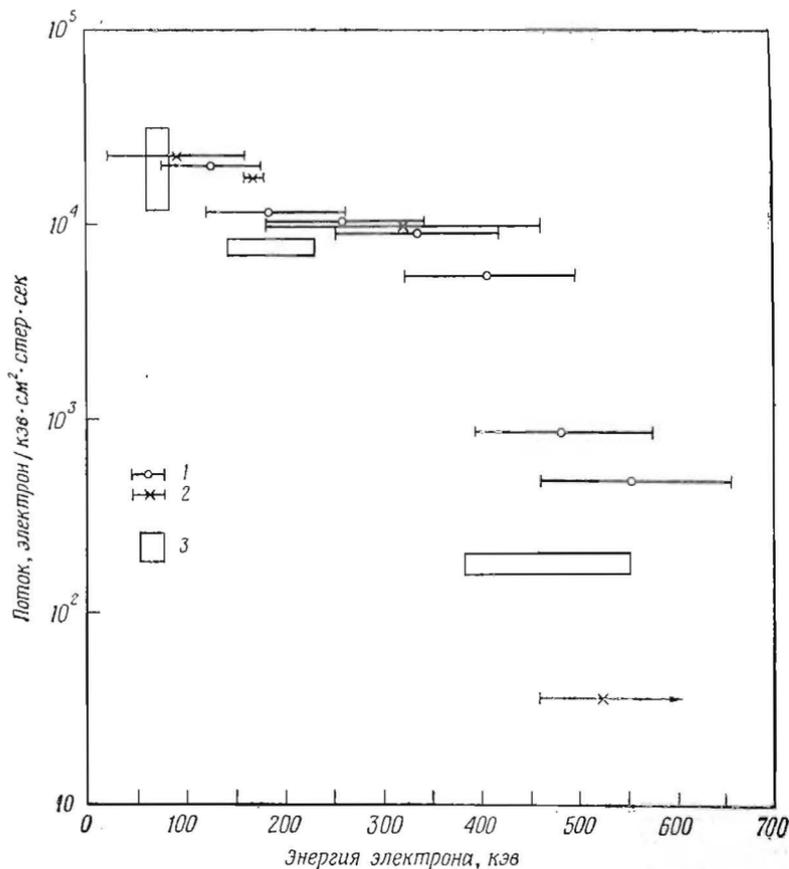


Рис. 3.14. Нормированные спектры электронов, полученные в результате измерений во внутренней зоне и на малых высотах во внешней зоне [56]. 1 — Имхоф, Смит и Фишер; 2 — Холли, Аллен и Джонсон (произвольная нормировка); 3 — Кледис, Чейс, Имхоф и Кнехт (поток, умноженный на 5)

проводиться осторожно. Можно утверждать, что в области  $L > 2$  с увеличением  $L$  спектры становятся мягче, или круче. (Это обобщение можно применять также к области  $1 < L < 3$ ,

однако нет достаточного количества измерений для проверки этого вывода.) На рис. 3.15 приведены некоторые результаты измерений спектра во внешней зоне. Необходимо отметить, что

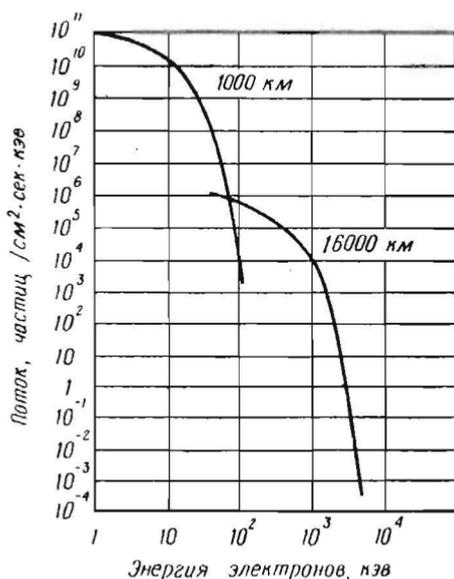


Рис. 3.15. Сравнение спектра электронов, типичного для центра внешней зоны на высоте 16 000 км, со спектром наиболее интенсивного из известных до сих пор потоков электронов естественного происхождения, обнаруженного на высоте 1000 км вблизи зоны полярных сияний с помощью спутника Инджун 1.

энергетические спектры электронов, вызывающих полярные сияния, обычно значительно мягче спектров захваченных электронов [59].

### 3.2.6. Радиация «Морская звезда»

Характерная особенность радиационного пояса Земли, затрудняющая его теоретическое и экспериментальное исследование, состоит в том, что он представляет собой неконтролируемое явление природы. Его свойства в настоящий момент являются следствием прошедших событий и квазиравновесия между поступлением частиц и их потерями. Способ разделения и независимого исследования источников и механизмов потерь естественной радиации неизвестен. Очевидно, можно было бы получить ценную информацию, имея контролируемый искусственный источник и (или) механизм потерь. Предполагалось, что спут-

ники с большой поверхностью (подобные спутнику Эхо, но с более толстой оболочкой) могут быть использованы для рассеяния и поглощения захваченных частиц, что приведет к увеличению скорости потерь [60]. Однако вследствие эксцентричности дипольного момента Земли такой метод практически не эффективен.

Более простой метод состоит в изменении источника, т. е. в искусственной инжекции частиц в область захвата. Обсуждались два способа осуществления этого проекта. Первый предусматривает инжекцию позитронов путем выведения на орбиту радиоактивного объекта [61]. Этот метод заманчив, поскольку поток позитронов в радиационных поясах Земли пренебрежимо мал (по-видимому, меньше  $10^{-9}$  от потока электронов [62]), что позволяет легко отличить естественные частицы от искусственно инжектированных. Однако такой метод еще не применялся. Второй, уже использовавшийся способ предусматривает искусственную инжекцию осколков деления, образовавшихся в результате взрыва ядерных устройств, на такие большие высоты, что электроны  $\beta$ -распада осколков деления могут быть захвачены.

До сих пор было проведено по крайней мере семь взрывов ядерного устройства на достаточно большой высоте с целью инжекции в магнитосферу частиц, время жизни которых составляет не менее нескольких дней (см. обзор Гесса [63]). Энергичные электроны, образовавшиеся в результате взрыва «Морская звезда» 9 июля 1962 г., останутся захваченными в течение примерно десяти лет. Взрывы «Хардтэк» мегатонных ядерных устройств «Тик» и «Ориндж», произведенные США в 1958 г. на высоте 80 км, привели к образованию частиц, которые регистрировались с помощью спутников. Три небольших взрыва «Аргус», произведенные в 1958 г., привели к образованию радиационных поясов, наблюдавшихся в течение нескольких недель.

Недостатком подобных экспериментов является загрязнение радиационных зон, поскольку невозможно различить естественные и искусственно инжектированные электроны. До того как будет использован позитронный метод, необходимо провести очень точные измерения потока захваченных позитронов естественного происхождения.

Чтобы заряженная частица оставалась захваченной в течение продолжительного времени, ее нужно поместить в любой точке геомагнитного поля на такой траектории, чтобы вектор ее скорости лежал вне конуса потерь. Эффективным способом является использование распада нестабильных частиц на больших высотах. Подходящими источниками частиц являются нейтроны и осколки деления, которые образуются в результате

взрывов, приводящих к реакциям деления и синтеза. В результате таких взрывов могут быть инжектированы частицы различных видов, например  $\alpha$ -частицы или низкоэнергичные электроны и протоны, образовавшиеся в результате распада нейтронов. Получившиеся при взрывах нейтроны заполняют всю магнитосферу, поскольку они не заряжены и свободно проходят через геомагнитное поле [64, 65]. Однако наиболее эффективна инжекция электронов при радиоактивном распаде осколков деления.

Осколки деления состоят из большого числа различных изотопов (например,  $\text{Sr}^{90}$ ), как правило, содержащих много нейтронов и потому нестабильных. Из этой смеси изотопов, которые распадаются с различными временами жизни и дают целый ряд энергетических спектров, образуются  $\beta$ -частицы, или электроны. Сгруппируем все источники и рассмотрим  $\beta$ -частицы, получающиеся из осколков, образованных взрывом, произошедшим в момент  $t=0$ .

При взрыве килотонного ядерного устройства энергия, выделяемая в виде кинетической энергии осколков деления, составляет около  $4 \cdot 10^{19}$  эрг. При этом на 1 килотонну образуется примерно  $10^{23}$  осколков деления и примерно 6 электронов деления на осколок. Таким образом, при взрыве килотонного устройства можно получить примерно  $5 \cdot 10^{23}$  электронов деления, причем шестая часть их испускается в первую секунду, а остальные — со скоростью, пропорциональной  $t^{-1,2}$ , где  $t$  измеряется в секундах [66]. Из этого следует, что осколки деления являются энергичным источником электронов в течение нескольких часов после взрыва. Они разлетаются из точки взрыва со скоростями примерно 500 км/сек. Расстояние, которое они при этом проходят, зависит от расширения «пузыря», содержащего эти осколки, и от того, заряжены они или нейтральны [63].

Равновесный спектр электронов деления, выраженный в единицах числа  $\beta$ -частиц на деление, имеет вид [67]

$$N(E)dE = 3,88 \cdot \exp(-0,575E - 0,055E^2) dE$$

в диапазоне  $1 \text{ Мэв} < E < 7 \text{ Мэв}$ , где  $E$  — энергия электрона. Было предположено [63], что спектр электронов, образовавшихся в результате взрыва устройства типа «Морская звезда», возможно, становится мягче на больших расстояниях вследствие действия внутри «пузыря» механизма замедления Ферми. Исследования искусственных поясов, образовавшихся после других ядерных взрывов, подтверждают существование таких более мягких спектров.

Некоторое количество электронов деления сразу инжектируется на орбиты захвата, однако многие попадают в конус

потерь и врываются в атмосферу как ниже точки взрыва, так и в сопряженной области на другом конце геомагнитных силовых линий, проходящих через район взрыва. В сопряженной области попадающие в атмосферу электроны вызывают искусственные полярные сияния. После взрыва «Морская звезда» такие сияния были исключительно интенсивны и продолжались в течение нескольких часов благодаря непрерывному приходу электронов деления из а) осколков деления в районах

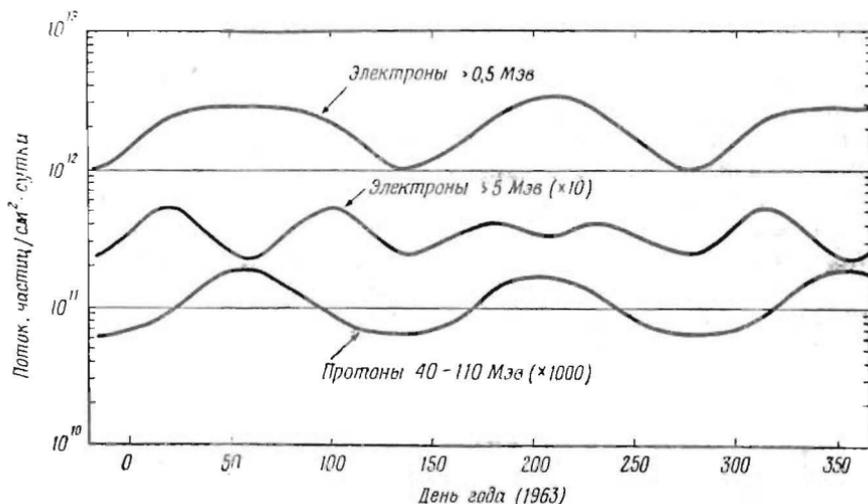


Рис. 3.16. Суточные радиационные дозы, зарегистрированные с помощью спутника Рилей 1 (геоцентрическое расстояние до апогея 2,07 радиуса Земли, до перигея — 1,21 радиуса Земли, наклонение орбиты  $47^{\circ},5$ ) [69].

взрыва, б) осколков деления в сопряженной области и, возможно, в) локально захваченных, заряженных осколков деления.

Мак-Илвейн получил пространственное распределение электронов с энергией  $E_e > 5$  Мэв спустя несколько месяцев после взрыва «Морская звезда» [38]. Поскольку до взрыва «Морская звезда» соответствующие измерения таких энергичных электронов в этой области не производились, нельзя быть уверенным, что большая часть этих частиц инжектирована искусственно. Большинство ученых, по-видимому, сходятся во взглядах, что эти частицы, вероятно, имеют искусственное происхождение за исключением, возможно, области  $L > 2,5$ .

Исследование искусственных поясов дает ценную количественную информацию о скорости потерь захваченных электронов в области  $L < 2$ . Результаты исследования в области  $L > 2$

несколько разноречивы, поскольку имеются разногласия в оценке степени протяженности искусственного радиационного пояса, образовавшегося в результате взрыва «Морская звезда». Однако результаты измерений частиц искусственных поясов, образовавшихся в результате ядерных взрывов, позволяют сделать некоторые выводы о скорости потерь электронов на больших  $L$ -оболочках независимо от этих разногласий. Уолт и Мак-Дональд [68] исследовали механизм потерь захваченных частиц, образовавшихся после этих взрывов, и пришли к выводу, что потери электронов в области  $L < 1,25$  и потери протонов в области  $L < 1,4$  обусловлены рассеянием в атмосфере. На больших  $L$ -оболочках скорость потерь частиц оказалась больше скорости потерь, полученной при учете только атмосферного рассеяния, что указывает на наличие некоторых дополнительных механизмов потерь. Как отмечалось ранее, крупномасштабная магнитосферная конвекция [11, 41, 13] может служить таким дополнительным механизмом. В настоящее время поток электронов, образовавшихся в результате взрыва «Морская звезда», представляет главный источник радиации для спутников во внутренней зоне. Интегральный поток частиц, регистрируемый на типичной орбите спутника, показан на рис. 3.16.

### 3.3. Космическое излучение солнечных вспышек

После описанных двух видов проникающей радиации наиболее интенсивной является радиация некоторых солнечных вспышек, при которых испускаются высокоэнергичные протоны и электроны и, возможно, нейтроны. Спустя полчаса или более после регистрации некоторых больших солнечных вспышек на Земле, обычно в полярных областях, внутри зон полярных сияний наблюдаются протоны и более тяжелые ядра с энергиями до 200 Мэв [70—73] и электроны с энергиями до 100 Мэв [74]. Их интенсивность спадает в течение одного-трех дней. Вспышки протонов солнечного происхождения можно разделить на два класса: первые содержат релятивистские протоны, вторые — только нерелятивистские. В качестве рабочего определения используется следующее: релятивистские вспышки — это такие вспышки, которые регистрируются на уровне моря соответствующими приборами, т. е. вспышки, содержащие протоны с энергиями свыше 1 Бэв. Протоны нерелятивистских вспышек полностью задерживаются в верхних слоях земной атмосферы и на поверхности Земли не регистрируются. По-видимому, между релятивистскими и нерелятивистскими вспышками имеется постепенный переход. Выбранному здесь значению энергии 1 Бэв,

разграничивающему эти два класса, не нужно придавать особого значения. В этом разделе релятивистские и нерелятивистские вспышки протонов различаются лишь на основании

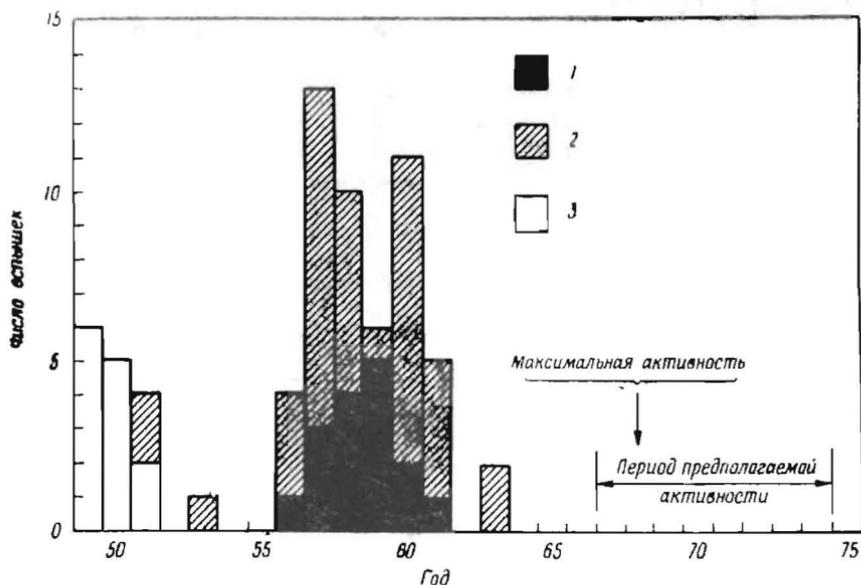


Рис. 3.17. Число вспышек космических лучей солнечного происхождения во второй половине XX века. Эти события произвольно разделены на два класса: большие и небольшие. Границей выбран полный проинтегрированный по времени поток частиц с энергией выше  $30 \text{ Мэв}$ , равный  $10^8 \text{ частиц/см}^2$  [80, 81].

1 — большие вспышки солнечных протонов; 2 — небольшие вспышки солнечных протонов; 3 — сведений недостаточно.

того, могут ли они регистрироваться на поверхности Земли или нет.

Приборы, регистрирующие релятивистские вспышки солнечных космических лучей, работают с 1937 г. В течение последующих 27 лет имело место 12 вспышек, которые уверенно регистрировались на поверхности Земли [75, 76]. Самая большая вспышка произошла 23 февраля 1956 г. Поток частиц с энергией  $3 \text{ Бэв}$  в этой вспышке в 300 раз превысил обычный поток космических лучей [77]. Появление релятивистских вспышек не обнаруживает очевидной корреляции с солнечным циклом, однако для окончательного вывода в настоящее время нет достаточного количества данных. Ниже приводится перечень 12 релятивистских вспышек солнечных протонов.

Вспышка	Дата	Вспышка	Дата
1	28 февраля 1942 г.	7	4 мая 1960 г.
2	7 марта 1942 г.	8	3 сентября 1960 г.
3	25 июля 1946 г.	9	12 ноября 1960 г.
4	19 ноября 1949 г.	10	15 ноября 1960 г.
5	23 февраля 1955 г.	11	18 июля 1961 г.
6	17 июля 1959 г.	12	20 июля 1961 г.

Излучение нерелятивистских частиц, связанное с солнечными вспышками, происходит главным образом в годы минимума солнечных пятен. На рис. 3.17 приводится зависимость числа

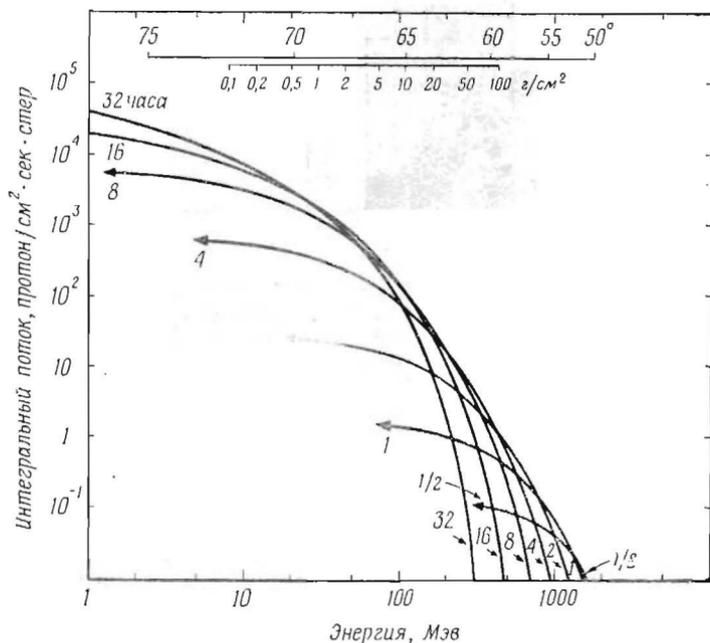


Рис. 3.18. Идеализированное поведение во времени интегрального энергетического спектра космических лучей типичной большой солнечной вспышки [86].

вспышек космических лучей солнечного происхождения от солнечного цикла по данным об ионосферных эффектах [78, 79]. Эти вспышки произвольно разделены на два класса: большие

вспышки, характеризующиеся полными проинтегрированными по времени потоками частиц с энергиями свыше 30 Мэв, превышающими  $\sim 10^8$  частиц/см<sup>2</sup>, и небольшие вспышки, характеризующиеся проинтегрированными по времени потоками, меньшими  $\sim 10^8$  частиц/см<sup>2</sup>.

При анализе вспышки 12 ноября 1960 г. было показано, что, помимо протонов, ускоряются ядра He, C, N, O и Ne [73] и электроны [74]. Относительная доля этих составных частей сильно меняется от вспышки к вспышке [82]. Относительное содержание ядер в космических лучах солнечных вспышек приведено в табл. 3.2 в сравнении с относительным содержанием ядер в галактических космических лучах, распространенностью элементов во Вселенной и составом излучения Солнца.

Помимо этих составных частей, в более энергичных и, несомненно, в релятивистских вспышках солнечных космических лучей могут содержаться также энергичные нейтроны [84, 85].

Таблица 3.2

Относительная распространенность ядер, нормированная к относительной распространенности кислорода, принятой за единицу [83]

Элемент	Космические лучи солнечных вспышек	Солнце	Распространенность во вселенной	Галактические космические лучи
$^1_1\text{H}$	700	1000,0	1000,0	350,0
$^2_2\text{He}$	$107 \pm 14$	$\sim 100,0$	$\sim 100,0$	50,0
$^3_3\text{Li}$	—	$\leq 0,001$	$\leq 0,001$	0,3
$^4_2\text{Be } ^5_5\text{B}$	$< 0,02$	$\leq 0,001$	$\leq 0,001$	0,8
$^6_6\text{C}$	$0,59 \pm 0,07$	0,6	0,3	1,8
$^7_7\text{N}$	$0,19 \pm 0,04$	0,1	0,2	$\leq 0,8$
$^8_8\text{O}$	1,0	1,0	1,0	1,0
$^9_9\text{F}$	$< 0,03$	$\leq 0,001$	$\leq 0,001$	$\leq 0,1$
$^{10}_{10}\text{Ne}$	$0,13 \pm 0,02$	?	0,40	0,30
$^{11}_{11}\text{Na}$	—	0,002	0,001	0,19
$^{12}_{12}\text{Mg}$	$0,043 \pm 0,011$	0,027	0,042	0,32
$^{13}_{13}\text{Al}$	—	0,002	0,002	0,06
$^{14}_{14}\text{Si}$	$0,033 \pm 0,011$	0,035	0,046	0,12
$^{15}_{15}\text{P} \text{—} ^{21}_{21}\text{Sc}$	$0,057 \pm 0,017$	0,032	0,027	0,13
$^{22}_{22}\text{Ti} \text{—} ^{28}_{28}\text{Ni}$	$\leq 0,02$	0,003	0,030	0,28

На рис. 3.18 показано поведение во времени типичной медленно нарастающей большой вспышки солнечных космических лучей, согласно Бейли [86]. Временные вариации и изменения

потока очень велики от вспышки к вспышке, поток в быстро нарастающей вспышке достигает максимального значения через  $\sim 30$  мин после оптической вспышки.

Развитие вспышки солнечных космических лучей зависит от солнечной вспышки и условий распространения частиц через межпланетное пространство. В межпланетном пространстве основным контролирующим фактором является межпланетное магнитное поле. Как было показано Мак-Кракеном [87], свойства межпланетного поля согласуются со свойствами, предсказанными Паркером [88]: постоянный солнечный ветер увлекает за собой в межпланетное пространство спиральное магнитное поле Солнца.

### 3.4. Галактическое космическое излучение

Галактическое космическое излучение состоит из ядер (атомов, лишенных электронных оболочек), электронов и позитронов, которые движутся с релятивистскими скоростями, полученными за пределами солнечной системы. В табл. 3.2 относительное содержание ядер в галактических космических лучах сравнивается с относительным содержанием ядер в космических лучах солнечных вспышек, на Солнце и во вселенной. Как было показано Бисвасом и Фихтелем [83], состав галактического космического излучения сильно отличается от состава других космических лучей. Полагают, что аномально большое относительное содержание легких элементов Li, Be и B обусловлено образованием этих элементов в результате фрагментации более тяжелых ядер, которые проходят в среднем через  $\sim 3$  г/см<sup>2</sup> межзвездного вещества, прежде чем достигнут Земли. Однако галактические космические лучи сравнительно богаче также более тяжелыми ядрами; причина этого непонятна.

На рис. 3.19 приводится интегральный спектр протонов космических лучей [89, 90]. Почти плоская часть кривой между  $10^8$  и  $10^9$  эв указывает на то, что протонов таких энергий почти нет и что энергии протонов, по-видимому, превышают  $10^9$  эв. Энергетическое распределение ядер (за исключением протонов) в некотором смысле подобно энергетическому распределению протонов, изображенному на рис. 3.19; для оценки абсолютных значений потоков более тяжелых частиц необходимо, конечно, ввести поправку на относительное содержание, приведенное в табл. 3.2. (Шкала потока должна быть изменена пропорционально относительному содержанию, приведенному в табл. 3.2, а на энергетической шкале нужно брать энергию на нуклон, где число нуклонов в ядре равно атомному весу или сумме числа протонов и нейтронов, образующих ядро.) Распределение по

скоростям, по существу, изотропно. Наблюдаются вариации космических лучей с энергиями ниже примерно 5 Бэв с циклом солнечных пятен: низкоэнергичный конец спектра космических лучей понижается во время максимума солнечных пятен. Изменения потока на протяжении цикла солнечных пятен показаны на рис. 3.19.

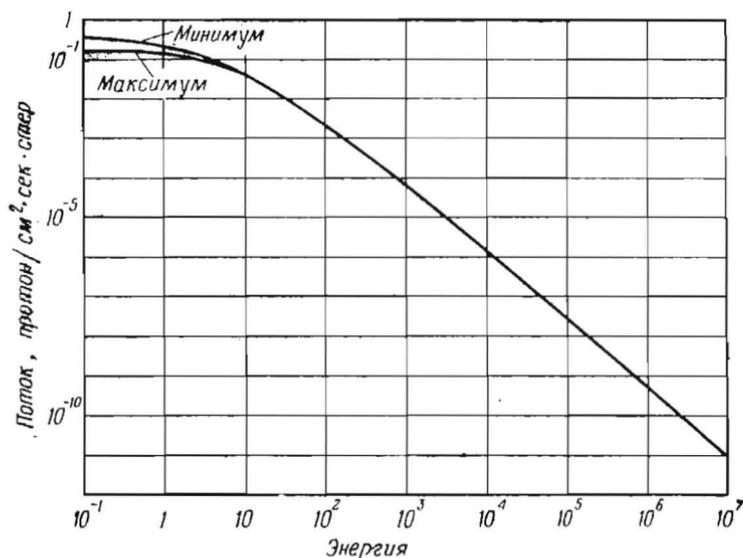


Рис. 3.19. Интегральный энергетический спектр космических лучей в максимуме и минимуме цикла солнечных пятен. Энергия протонов в Бэв. Измеренная величина потока частиц с энергией свыше 40 Мэв около максимума солнечных пятен составляет приблизительно 0,2 частиц/см<sup>2</sup>·сек·стер; эту величину нужно уменьшить примерно в 2,5 раза вблизи минимума солнечных пятен.

Кинетическая энергия частицы с массой покоя  $m_0$ , движущейся со скоростью  $v$ , дается выражением

$$E = m_0 c^2 \left[ \frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}} - 1 \right],$$

где  $c$  — скорость света. В нерелятивистском случае, когда  $v \ll c$ , это выражение переходит в  $E = 1/2 m_0 v^2$ . Импульс  $p$  частицы равен

$$p = \frac{m_0 v}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}};$$

при  $v \ll c$  имеем известное соотношение  $p = m_0 v$ .

Поскольку частицы космического излучения имеют электрический заряд, их траектории искривляются магнитными полями. Отклонение частиц космических лучей геомагнитным полем приводит к тому, что низкоэнергичные частицы вообще не достигают поверхности Земли, особенно на низких широтах. Ограничивающим фактором служит отношение импульса частицы

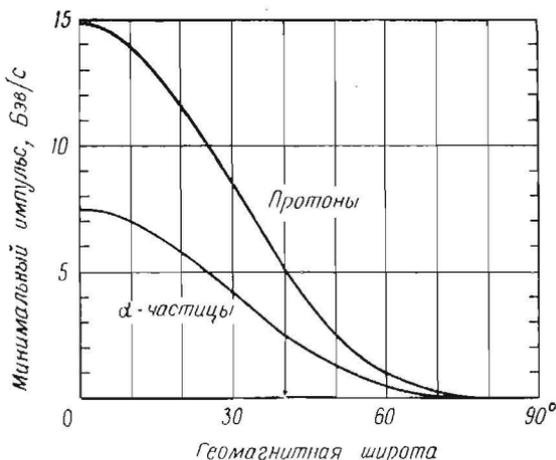


Рис. 3.20. Зависимость геомагнитных пороговых импульсов протонов и  $\alpha$ -частиц, вертикально падающих на Землю, от геомагнитной широты [91].

к ее заряду, поскольку импульс является мерой способности частицы препятствовать изменению направления движения, тогда как отклоняющая сила пропорциональна заряду частицы. Импульс частиц космических лучей обычно выражается в единицах  $Bэв/c$ , где  $1 Bэв = 10^9 эв$ , а  $c$  — скорость света ( $1 Bэв/c = = 0,53 \cdot 10^{-13} г \cdot см/сек$ ).

На рис. 3.20 на примере протонов и  $\alpha$ -частиц показано, как дипольное геомагнитное поле препятствует приходу частиц на Землю [91]; в этом отношении поведение  $\alpha$ -частиц в общих чертах аналогично поведению всех более тяжелых частиц космических лучей. Поверхности Земли вблизи геомагнитного экватора могут достичь только протоны, имеющие импульс выше примерно  $14 Bэв/c$ . Критическое значение импульса зависит от угла, под которым частица приходит на Землю; приведенная выше величина импульса относится к частицам, приходящим вертикально. Как показано на рис. 3.20, на более высоких широтах через магнитное поле способны пройти частицы с мень-

шими импульсами. Очевидно, для того чтобы  $\alpha$ -частицы (и более тяжелые частицы) могли пройти через магнитное поле, им не требуется столь большой импульс, как протонам. В действительности из-за значительных отклонений геомагнитного поля от поля диполя, особенно во время магнитных бурь, низкоэнергичные частицы могут проникать в полярную шапку с более низких широт, чем указано на рис. 3.20.

Для характеристики способности протонов и более тяжелых частиц проходить через магнитное поле используется понятие жесткости. Жесткость  $R$  есть отношение импульса к заряду и определяется выражением

$$R = \frac{pc}{Ze},$$

где  $p$  — импульс (в единицах  $Bэв/c$ );  $c$  — скорость света;  $Ze$  — заряд частицы;  $R$  выражается в вольтах (не нужно путать с единицами энергии — электрон-вольтами). Часто жесткость выражается в  $10^9$   $v=1 Bv$ . Это обычная единица, используемая в тех случаях, когда импульсы выражены в единицах  $Bэв/c$ , а не  $эв/c$ . Величина жесткости, необходимая для того, чтобы частица достигла какой-либо геомагнитной широты, может быть определена с помощью кривой для протонов из рис. 3.20 (шкала ординат следует считать шкалой жесткости, выраженной в единицах  $Bv$ ).

В результате столкновений первичных космических лучей с ядрами атмосферного азота и кислорода образуются нейтроны, которые движутся от Земли; эти нейтроны обычно называют нейтронами альbedo космических лучей. На рис. 3.21 приводится спектр нейтронов альbedo, рассчитанный Лингенфельтером [92]. Полученные им результаты согласуются с результатами Гесса и др. [93] для областей вне атмосферы и для больших энергий. Продукты распада нейтронов альbedo могут являться источником частиц радиационного пояса Земли [94]. Однако, за исключением области  $L \leq 1,25$  для электронов и  $L \leq 1,4$  для протонов, этот источник очень слаб [68]. На меньших  $L$ -оболочках распад нейтронов альbedo, по-видимому, играет важную роль как источник захваченных частиц.

Электроны в космических лучах были обнаружены Мейером и Фогтом [95] и Эрлом [96]. Поток электронов с энергиями выше нескольких сотен  $Mэв$  составляет примерно  $5 \cdot 10^{-3}$  *электрон/см<sup>2</sup> · сек · стер* или примерно 1% от потока протонов. Было получено, что отношение числа позитронов к числу электронов равно примерно одному-двум [97]. Электроны и позитроны могут быть образованы в сравнимых количествах в результате

рассеяния протонов на протонах в межзвездном пространстве или при взрывах сверхновых, причем в этом случае, по-видимому,

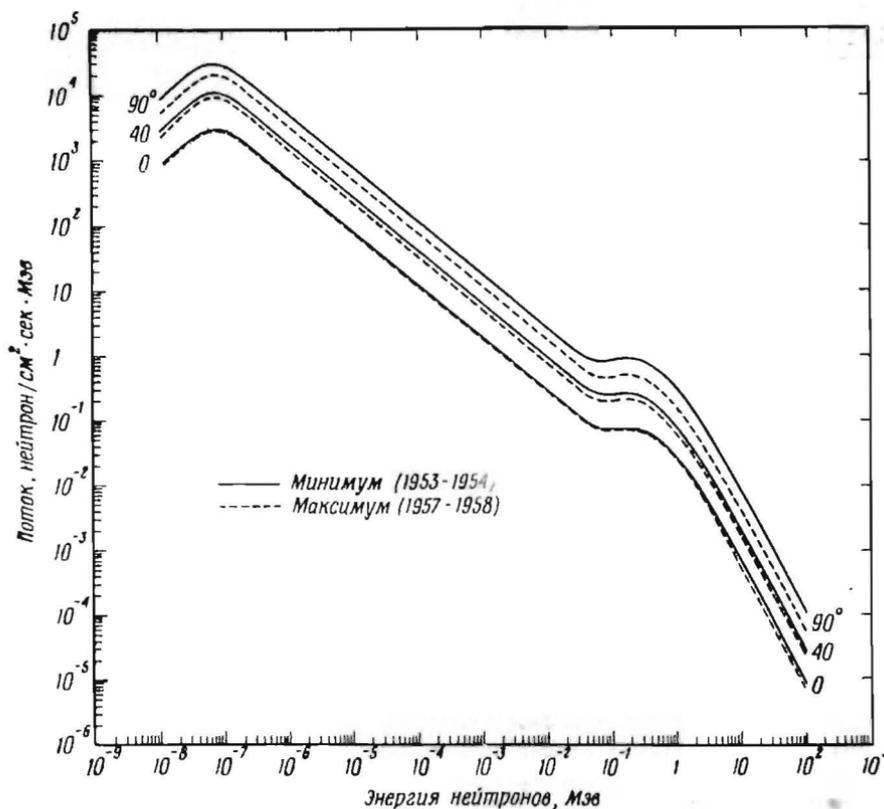


Рис. 3.21. Спектры нейтронов альбедо, образовавшихся в результате бомбардировки земной атмосферы космическими лучами [92]. Кривые относятся к верхним слоям атмосферы ( $\sim 100$  км) в периоды минимума и максимума солнечной активности.

образуются преимущественно электроны. Вследствие ограниченного количества экспериментальных результатов полагают, что оба постулированных источника имеют сравнимое значение.

### 3.5. Высыпающиеся частицы и частицы полярных сияний

К высыпающимся частицам относят частицы, траектории которых (или локальные питч-углы) таковы, что они будут отражаться на высотах меньше 100 км. В таком случае они будут,

вероятно, поглощаться атмосферой и вызывать ионизацию, полярные сияния и т. д. Высыпающиеся частицы не обязательно будут захваченными частицами, имеющими ту же энергию. По-видимому, на больших геомагнитных широтах вблизи зоны полярных сияний большая часть высыпающихся электронов была недавно ускорена [20]. Наиболее существенно высыпание частиц, происходящее в зоне полярных сияний. По мере приближения к экватору высыпание частиц постепенно становится менее интенсивным и происходит значительно реже [98].

С помощью детекторов частиц, установленных на ракетах и спутниках, пролетавших через полярные сияния [99, 59, 20, 100, 101], были зарегистрированы как энергичные протоны, так и электроны. Основываясь на результатах наблюдений на поверхности Земли, Омхольт [102] пришел к выводу, что источником энергии, необходимой для свечения полярных сияний, являются электроны. Ракетные эксперименты Дэвиса и Мак-Илвейна подтвердили этот вывод. Эксперименты показали, что в области ярких полярных сияний наблюдаются большие потоки электронов и что на расстояниях порядка 40 км поток протонов оставался неизменным, даже если яркость сияний менялась значительно на этом расстоянии.

Большая часть электронов в полярных сияниях имеет энергии порядка нескольких *кэв*, так что большая часть энергии переносится электронами с энергиями меньше нескольких десятков *кэв* [59, 99, 101, 47]. В области более низких широт полярные сияния вызываются сравнительно более энергичными электронами. Было показано, что в верхней полусфере потоки протонов и электронов изотропны и что около 10% потока частиц рассеивается обратно вверх [98].

Как было установлено, энергетические спектры электронов и протонов сильно менялись от опыта к опыту. На высотах более 100 км интегральный энергетический спектр протонов менялся от  $E^{-4}$  до  $E^{-1}$ . (Здесь использован степенной вид спектра, а не экспоненциальный, приведенный выше; данных так мало, что любой вид спектра аппроксимирует их одинаково хорошо.) Поток протонов с энергией выше 100 *кэв*, по-видимому, колеблется обычно от  $10^4$  до  $10^6$  *протон/см<sup>2</sup>·сек*. В яркой дуге полярного сияния наблюдались почти моноэнергичные электроны с энергиями около 6 *кэв* [59]. Их поток составил  $2 \cdot 10^{11}$  *электрон/см<sup>2</sup>·сек*. С помощью других ракетных измерений в диффузном полярном сиянии получены интегральные энергетические спектры электронов с энергиями выше 3—5 *кэв*, которые аппроксимируются степенной зависимостью от  $E^{-2,5}$  до  $E^{-1}$ . Эта степенная зависимость не должна экстраполироваться на область энергий, меньших указанного нижнего предела. В таких

диффузных сияниях поток меняется от  $\sim 10^8$  до  $10^{10}$  *электрон/см<sup>2</sup>·сек.* В активных сияниях поток электронов возрастает до  $\sim 10^{12}$  *электрон/см<sup>2</sup>·сек.* В диффузных сияниях поток электронов с энергиями между 30 эв и 1 кэв всегда меньше  $10^{10}$  *электрон/см<sup>2</sup>·сек.* [99].

Результаты О'Брайена [98] и О'Брайена и Тейлора [20] показали, что а) полярные сияния происходят на высокоширотной границе области захвата, показанной на рис. 3.7, и б) что поток частиц на высотах до  $\sim 1000$  км над областью полярных сияний в верхней полусфере изотропен. Значительное высыпание электронов более высоких энергий ( $\sim 50$  кэв) происходит на широтах ниже широты полярных сияний. Это высыпание должно иметь место на замкнутых магнитных силовых линиях и не должно заметно влиять на поведение высокоэнергичных ( $\sim 1$  Мэв) захваченных электронов.

Интересно определить, когда авроральные высыпания более интенсивны: ночью или днем, и найти их зависимость от местного времени. Однако сообщения об этой зависимости противоречивы [101, 47, 46], возможно, отчасти из-за вариаций потока частиц с истинным временем, которые затрудняют такие исследования. Вопрос о том, существуют ли на самом деле какие-либо суточные вариации высыпающихся частиц, остается открытым.

Непосредственно высыпающиеся протоны исследовались мало. Согласно Шарпу и др. [101], высыпание протонов, по-видимому, менее изменчиво и «странно», чем высыпание электронов. Наземные фотометрические наблюдения полярных сияний, вызванных электронами, и излучения линий Бальмеровской серии, вызванные протонами, показывают, что до местной полуночи высыпание протонов происходит на более низкой широте, чем высыпание электронов, причем после местной полуночи преобладает противоположная ситуация [103].

Сейчас довольно ясно, что радиационный пояс Земли не является источником полярных сияний. Мак-Илвейн [59] установил, что спектры электронов полярных сияний и радиационного пояса сильно отличаются. Независимый аргумент вытекает из сравнения энергии, необходимой для яркого сияния, и энергии, запасенной в радиационном поясе. Используя значения потока, приведенные в этой главе, можно оценить полную энергию электронов радиационного пояса; она составляет менее  $10^{20}$  эрг. Для яркого сияния необходимо  $\sim 10^{17}$  эрг/сек. Таким образом оказывается, что при ярком полярном сиянии весь радиационный пояс исчерпался бы в течение примерно 15 мин. Наконец, О'Брайен показал [98], что над полярным сиянием потоки захваченных электронов даже возрастают, так что возможно, что электроны полярных сияний и радиационного пояса имеют об-

щий источник, а радиационный пояс не является источником полярных сияний.

На ночной стороне Земли за обычным радиационным поясом наблюдалась область мягкого захваченного излучения, которая, вероятно, связана с зонами полярных сияний [52, 50]. На расстояниях между 8 и 11 радиусами Земли поток электронов с энергиями свыше 200 эв составил  $\sim 10^9$  электрон/см<sup>2</sup>·сек. Подобная область радиации была обнаружена Франком и др. [49] при более высоком пороге энергии. Радиация, зарегистрированная в переходной области магнитосферы Фримэнном и др. [18], вероятно, не связана непосредственно с полярными сияниями.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fillius R. W., Satellite instruments using solid state detectors, Research Report SU163-26, Department of Physics and Astronomy, State University of Iowa, Iowa City, Unpublished thesis, 1963.
2. Alfén H., Fälthammar C., *Cosmical Electrodynamics*, 2nd ed., Oxford Press, London, 1963. (Русский перевод: Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г., *Космическая электродинамика*, М., изд-во «Мир», 1967.)
3. Northrop T. G., *The Adiabatic Motion of Charged Particles*, Interscience, New York, 1963.
4. Hamlin D. A., Karplus R., Vik R. C., Watson K. M., Mirror and azimuthal drift frequencies for geomagnetically trapped particles, *J. Geophys. Res.*, **66**, 1—4 (1961).
5. Jensen D. C., Murray R. W., Welch J. A., Tables of adiabatic invariants for the geomagnetic field 1955,0, AFSWC-TN-60-8, Air Force Special Weapons Center, Kirtland Air Force Base, New Mexico, 1960.
6. Dragt A. J., Effect of hydromagnetic waves on the lifetime of Van Allen radiation protons, *J. Geophys. Res.*, **66**, 1641—1649 (1961).
7. Dungey J. W., Loss of Van Allen electrons due to whistlers, *Planet. Space Sci.*, **11**, 591—596 (1963).
8. Cornwall J. M., Scattering of energetic trapped electrons by very-low-frequency waves, *J. Geophys. Res.*, **69**, 1251—1258 (1964).
9. Parker E. N., Geomagnetic fluctuations and the form of the outer zone of the Van Allen radiation belt, *J. Geophys. Res.*, **65**, 3117—3130 (1960).
10. Parker E. N., Effect of hydromagnetic waves in dipole field on the longitudinal invariant, *J. Geophys. Res.*, **66**, 693—708 (1961).
11. Gold T., Motions of the magnetosphere of the Earth, *J. Geophys. Res.*, **64**, 1219—1224 (1959).
12. Dungey J. W., The effect of quasi-static electric fields on Van Allen particles, *J. Geophys. Res.*, **68**, 3540—3541 (1963).
13. Fejer J. A., Atmospheric tides and associated magnetic effects, *Rev. Geophys.*, **2**, 275—309 (1964).
14. Fan C. Y., Meyer P., Simpson J. A., Dynamics and structure of the outer radiation belt, *J. Geophys. Res.*, **66**, № 9, 2607—2640 (1961). (Русский перевод в сб. «Радиационные пояса Земли», М., ИЛ, 1962, стр. 85.)
15. McIlwain C. E., Coordinates for mapping the distribution of geomagnetically trapped particles, *J. Geophys. Res.*, **66**, 3681—3692 (1961). (Русский перевод в сб. «Операция „Морская звезда“», Атомиздат, 1964.)

16. Stone E. C., The physical significance and application of L, B<sub>0</sub>, and R<sub>0</sub> to geomagnetically trapped particles, *J. Geophys. Res.*, **68**, 4157—4166 (1963).
17. Dudziak W. F., Kleinecke D. D., Kostigen T. J., Graphic displays of geomagnetic geometry, RM 63TMP-2, DASA 1372, General Electric Co., Santa Barbara, Calif., 1963.
18. Freeman J. W., Jr., Van Allen J. A., Cahill L. J., Explorer 12 observations of the magnetospheric boundary and the associated solar plasma on Sept. 13, 1961, *J. Geophys. Res.*, **68**, 2121—2130 (1963).
19. O'Brien B. J., A large diurnal variation of the geomagnetically trapped radiation, *J. Geophys. Res.*, **68**, 989—995 (1963).
20. O'Brien B. J., Taylor H., High-latitude geophysical studies with satellite Injun 3; 4. Auroras and their excitation, *J. Geophys. Res.*, **69**, 45—63 (1964).
21. Dessler A. J., Juday R. D., Configuration of auroral radiation in space, *Planet. Space Sci.*, **13**, 63—72 (1965).
22. Freden S. C., White R. S., Trapped protons and cosmic-ray albedo neutron fluxes, *J. Geophys. Res.*, **67**, 25—29 (1962).
23. Heckman H. H., Armstrong A. H., Energy spectrum of geomagnetically trapped protons, *J. Geophys. Res.*, **67**, 1255—1262 (1962).
24. Van Allen J. A., McIlwain C. E., Ludwig G. H., Radiation observations with satellite 1958 Epsilon, *J. Geophys. Res.*, **64**, 271—286 (1959). (Русский перевод в сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», М., ИЛ, 1962.)
25. Вернов С. Н., Чудаков А. Е., Terrestrial corpuscular and cosmic rays, Space Research, ed. H. Kallmann Bijl, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1960, p. 751—796.
26. Van Allen J. A., Frank L. A., Radiation around the Earth to a radial distance of 107,400 km, *Nature*, **183**, 430—434 (1959).
27. Van Allen J. A., Frank L. A., Radiation measurements to 658,300 km with Pioneer IV, *Nature*, **184**, 219—224 (1959).
28. Freden S. C., White R. S., Protons in the Earth's magnetic field, *Phys. Rev. Lett.*, **3**, 9—11 (1959).
29. McIlwain C. E., Results from Explorer IV, NASA seminar on Van Allen Radiation, March 26—27, 1959 (не опубликовано).
30. Van Allen J. A., The geomagnetically trapped corpuscular radiation, *J. Geophys. Res.*, **64**, 1683—1689 (1959).
31. Fan C. Y., Meyer P., Simpson J. A., Trapped and cosmic radiation measurements from Explorer VI, Space Research, ed. H. Kallmann Bijl, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1960, p. 951—966.
32. Вернов С. Н., Чудаков А. Е., Вакулов П. В., Логачев Ю. И., Изучение земного корпускулярного излучения и космических лучей при полете космической ракеты, Докл. АН СССР, **125**, № 2, 304 (1959).
33. Walt M., Chase L. F., Jr., Cladis J. B., Imhof W. L., Knecht D. J., Energy spectra and altitude dependence of electrons trapped in the Earth's magnetic field, Space Research, ed. H. Kallmann Bijl, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1960, p. 910—920.
34. Arnoldy R. L., Hoffman R. A., Winckler J. R., Observations of the Van Allen radiation regions during August and September, 1959, Part I, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1361—1376 (1960). (Русский перевод в сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», М., ИЛ, 1962.)
35. Holly F. E., Johnson R. G., Measurement of radiation in the lower Van Allen belt, *J. Geophys. Res.*, **65**, 771—772 (1960).

36. Davis L. R., Williamson J. M., Low energy trapped protons, Space Research III, ed. W. Priestler, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1963, p. 365—375.
37. Freden S. C., White R. S., Particle fluxes in the inner radiation belt, J. Geophys. Res., 65, 1377—1383 (1960). (Русский перевод в сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», М., ИЛ, 1962.)
38. McIlwain C. E., The radiation belts, natural and artificial, Science, 142, 355—361 (1963).
39. Naugle J. E., Kniffen D. A., Variations of the proton energy spectrum with position in the inner Van Allen belt, J. Geophys. Res., 68, 4065—4078 (1963).
40. McIlwain C. E., Redistribution of trapped protons during a magnetic storm, Fifth International Space Science Symposium, Florence, Italy, 1964.
41. Axford W. I., Hines C. O., A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. Canadian J. Phys., 39, 1433—1464 (1961).
42. Yoshida S., Ludwig G. H., Van Allen J. A., Distribution of trapped radiation in the geomagnetic field, J. Geophys. Res., 65, 807—813 (1960).
43. McIlwain C. E., Pizzella G., On the energy spectrum of protons trapped in the Earth's inner Van Allen zone, J. Geophys. Res., 68, 1811—1823 (1963).
44. Fillius R. W., McIlwain C. E., Anomalous energy spectrum of protons in the Earth's radiation belt, Phys. Rev. Lett., 12, 609—612 (1964).
45. Rosser W. G. V., O'Brien B. J., Van Allen J. A., Frank L. A., Laughlin C. D., Electrons in the Earth's outer radiation zone, J. Geophys. Res., 68, 3131—3148 (1962).
46. McDiarmid I. B., Burrows J. R., Diurnal intensity variations in the outer radiation zone at 1000 km, Canadian J. Phys., 42, 1135—1148 (1964).
47. Frank L. A., Van Allen J. A., Craven J. D., Large diurnal variations of geomagnetically trapped and precipitated electrons observed at low altitude, J. Geophys. Res., 69, 3155—3167 (1964).
48. Frank L. A., Van Allen J. A., Macagno E., Charged particle observations in the Earth's outer magnetosphere, J. Geophys. Res., 68, 3543—3554 (1963).
49. Frank L. A., Van Allen J. A., Hills H. K., A study of charged particles in the Earth's outer radiation zone with Explorer 14, J. Geophys. Res., 69, 2171—2191 (1964).
50. Freeman J. W., Jr., The morphology of the electron distribution in the outer zone and near the magnetospheric boundary as observed by Explorer 12, J. Geophys. Res., 69, 1691—1723 (1964).
51. Dessler A. J., Karplus R., Some effects of diamagnetic ring currents on Van Allen radiation, J. Geophys. Res., 66, 2289—2295 (1961).
52. Грингауз К. И., Курт В. Г., Мороз В. И., Шкловский И. С., Ионизованный газ и быстрые электроны в окрестности Земли и в межпланетном пространстве, Докл. АН СССР, 132, № 5, 1062—1065 (1960).
53. Dessler A. J., Discussion of paper by R. L. Arnoldy, R. A. Hoffman, and J. R. Winckler, Observations of the Van Allen radiation regions during August and September, 1959, Part I, J. Geophys. Res., 65, 3487—3490 (1960).
54. O'Brien B. J., Van Allen J. A., Laughlin C. D., Frank L. A., Absolute electron intensities in the heart of the outer radiation zone,

- J. Geophys. Res., 67, 397—403 (1962). (Русский перевод в сб. «Радиационные пояса Земли», М., ИЛ, 1962.)
55. Farley T. A., History of the Earth's outer radiation zone, Rev. Geophys., 1, 3 (1963).
  56. Imhof W. L., Smith R. V., Fisher P. C., Particle flux measurements from an Atlas Pod in the lower Van Allen belt, Space Research III, ed. W. Priester, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1963, p. 438—446.
  57. McIlwain C. E., частное сообщение.
  58. O'Brien B. J., Review of studies of trapped radiation with satelliteborne apparatus, Space Sci. Rev., 1, 415—484 (1963).
  59. McIlwain C. E., Direct measurement of particles producing visible auroras, J. Geophys. Res., 65, 2727—2747 (1960). (Русский перевод в сб. «Исследование верхней атмосферы с помощью ракет и спутников», М., ИЛ, 1961.)
  60. Singer S. F., Artificial modification of the Earth's radiation belt, Advances in the Astronautical Sciences, Plenum Press, N. Y., 4, 335—354 (1959).
  61. Hones E., On the use of positrons as tracers to study the motions of electrons trapped in the Earth's magnetosphere, J. Geophys. Res., 69, 182—185 (1964).
  62. Peterson L. E., Positron-electron ratio of precipitating electrons, J. Geophys. Res., 69, 3141—3153 (1964).
  63. Hess W. N., The effect of high-altitude explosions, Space Physics, eds D. P. LeGalley and A. Rosen, Wiley, New York, 1964, p. 573—610.
  64. Crain C. M., Tamarkin P., A note on the cause of sudden ionization anomalies in regions remote from high-altitude nuclear bursts, J. Geophys. Res., 66, 35—39 (1961).
  65. Foderaro A., Another possible explanation of sudden atmospheric ionization in regions shadowed from high-altitude nuclear bursts, J. Geophys. Res., 69, 3137—3140 (1964).
  66. Johnson G., Dyce R., Stanford Research Institute Report, July 1960.
  67. Carter R. E., Reines F., Wagner J. J., Wyman M. E., Free antineutrino absorption cross section, II. Expected cross section from measurements of fission fragment electron spectrum, Phys. Rev., 113, 280—286 (1959).
  68. Walt M., MacDonald W. M., The influence of the Earth's atmosphere on geomagnetically trapped particles, Rev. Geophys., 2, (1964).
  69. McIlwain C. E., Fillius R. W., Valerio J., Dave A., Relay I trapped radiation measurements, University of California at San Diego, Internal Report, 1964 (не опубликовано).
  70. Anderson K. A., Arnoldy R., Hoffman R., Peterson L., Winckler J. R., Observation of low-energy solar cosmic rays from the flare of 22 August 1958, J. Geophys. Res., 64, 1133—1147 (1959).
  71. Rothwell P., McIlwain C. E., Satellite observations of solar cosmic rays, Nature, 184, 138—140 (1959).
  72. Freier P. S., Ney E. P., Winckler J. R., Balloon observations of solar cosmic rays on March 26, 1958, J. Geophys. Res., 64, 685—688 (1959).
  73. Biswas S., Fichtel C. E., Guss D. E., Study of the hydrogen, helium, and heavy nuclei in the Nov. 12, 1960, solar cosmic ray event, Phys. Rev., 128, 2756—2771 (1962).
  74. Meyer P., Vogt R., High energy electrons of solar origin, Phys. Rev. Lett., 8, 387—389 (1962).

75. McCracken K. G., Palmeira R. A. R., Comparison of solar cosmic rays injection including July 17, 1959, and May 4, 1960, *J. Geophys. Res.*, **65**, 2673—2683 (1960).
76. Carmichael H., High energy solar-particle events, *Space Sci. Rev.*, **1**, 28—61 (1962).
77. Meyer P., Parker E. N., Simpson J. A., Solar cosmic rays of February 1956 and their propagation through interplanetary space, *Phys. Rev.*, **104**, 768—783 (1956).
78. Bailey D. K., Abnormal ionization in the lower ionosphere associated with cosmic ray flux enhancement, *Proc. I. R. E.*, **47**, 255—266 (1959).
79. Little C. G., Leinbach H., The riometer — a device for the continuous measurement of ionospheric absorption, *Proc. I. R. E.*, **47**, 315—320 (1959).
80. Bailey D. K., Polar cap absorption, *Planet. Space Sci.*, **12**, 495—541 (1964).
81. Webber W. R., An evaluation of the radiation hazard due to solar-particle events, Boeing Company Report, № D2-90469, December 1963.
82. Ney E. P., Stein W. A., Solar protons,  $\alpha$ -particles and heavy nuclei in Nov. 1960, *J. Geophys. Res.*, **67**, 2087—2105 (1962).
83. Biswas S., Fichtel C. E., Nuclear composition and rigidity spectra of solar cosmic rays, *Astrophys. J.*, **139**, 941—950 (1964).
84. Lingenfelter R. E., Flamm E. J., Solar neutrons and the Earth's radiation belts, *Science*, **144**, 292—294 (1964).
85. Haymes R. C., Fast neutrons in the Earth's atmosphere; 2. Time variations at high altitudes, *J. Geophys. Res.*, **69**, 853—859 (1964).
86. Bailey D. K., Time variations of the energy spectrum of solar cosmic rays in relation to the radiation hazard in space, *J. Geophys. Res.*, **67**, 391—396 (1962).
87. McCracken K. G., The cosmic-ray flare effect, I, II, and III, *J. Geophys. Res.*, **67**, 423—458 (1962).
88. Parker E. N., Sudden expansion of the corona following a large solar flare and the attendant magnetic field and cosmic ray effects, *Astrophys. J.*, **133**, 1014—1033 (1961).
89. Barret P. H., Bollinger L. M., Cocconi G., Eisenberg Y., Greisen K., Interpretations of cosmic ray measurements far underground, *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 133—178 (1952).
90. McDonald F. B., Primary cosmic-ray intensity near solar maximum, *Phys. Rev.*, **116**, 462—463 (1959).
91. Alpher R. A., Theoretical geomagnetic effects in cosmic radiation, *J. Geophys. Res.*, **55**, 437—471 (1950).
92. Lingenfelter R. E., The cosmic-ray neutron leakage flux, *J. Geophys. Res.*, **68**, 5633—5639 (1963).
93. Hess W. N., Canfield E. H., Lingenfelter R. E., Cosmic ray neutron demography, *J. Geophys. Res.*, **66**, 665—677 (1961).
94. Hess W. N., The radiation belt produced by neutrons leaking out of the atmosphere of the Earth, *J. Geophys. Res.*, **65**, 3107—3115 (1960). (Русский перевод в сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», М., ИИ, 1962.)
95. Meyer P., Vogt R., Electrons in the primary cosmic radiation, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 193—196 (1961).
96. Earl J. A., Cloud-chamber observations of primary cosmic-ray electrons, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 125—128 (1961).
97. DeShong J. A., Hildebrand R. H., Meyer P., Ratio of electrons to positrons in the primary cosmic radiation, *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 3—6 (1964).

98. O'Brien B. J., High-latitude geophysical studies with satellite Injun 3; 3. Precipitation of electrons into the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **69**, 13—43 (1964).
99. Davis L. R., Berg O. E., Meredith L. H., Direct measurements of particle fluxes in and near auroras, *Space Research*, ed. H. Kallmann Bijl, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1960, p. 721—735.
100. McDiarmid I. B., Budzinski E. E., Rose D. C., Energy spectra and angular distributions of electrons associated with auroral events, Fifth International Space Science Symposium, Florence, Italy, 1964.
101. Sharp R. D., Evans J. E., Johnson R. G., Reagan J. B., Measurement of total energy flux of electrons precipitating on auroral zones, Fifth International Space Science Symposium, Florence, Italy, 1964.
102. Ohmholz A., Studies on the excitation of aurora borealis; I. The hydrogen lines, *Geophys. Publikasjoner*, **20**, 1—40 (1959).
103. Stoffregen W., Derblom H., Auroral hydrogen emission related to charge separation in the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, **9**, 711—716 (1962).

# 4.

## Солнечное излучение

Ф. С. ДЖОНСОН\*

### 4.1. Введение

Интенсивное испускание света является наиболее очевидным из всех солнечных характеристик. Видимое излучение может быть измерено на поверхности Земли. Так как излучение поглощается земной атмосферой, то для определения интенсивности излучения над атмосферой необходимо внести поправки на атмосферное поглощение. Однако это можно сделать не для всех участков солнечного спектра: в инфракрасной части имеется несколько полос, для которых атмосфера настолько непрозрачна, что никакие измерения на поверхности Земли не могут быть проведены. Тем не менее инфракрасный участок солнечного спектра достаточно регулярен. Это позволяет произвести интерполяцию между примыкающими областями, в которых измерения возможны. Таким путем был измерен инфракрасный участок солнечного спектра до 15 *мк*. Длины волн в различных участках спектра выражаются в микронах (*мк*) и ангстремах ( $\text{\AA}$ ): 1 *мк* =  $10^{-4}$  см; 1  $\text{\AA}$  =  $10^{-8}$  см.

В коротковолновом конце солнечного спектра положение иное. Озон, сосредоточенный в земной атмосфере главным образом на высотах 20—30 км, настолько непрозрачен для ультрафиолетового излучения с длинами волн короче  $\sim 0,3$  *мк*, что солнечный спектр, наблюдаемый на Земле, практически обрывается на этой длине волны. Об этой области мало что можно было бы сказать, если бы не ракетные измерения, выполненные выше атмосферного озона. Для длин волн короче  $\sim 0,2$  *мк* непрозрачны более высоко расположенные слои атмосферы, поэтому измерения должны проводиться на соответствующих высотах, также доступных для ракет. В последние годы наблюдения стали проводиться по всему ультрафиолетовому участку

---

\* Southwest Center for Advanced Studies, Dallas.

спектра вплоть до области рентгеновских лучей, но количественные оценки все еще остаются предварительными. Не определены также вариации в течение цикла солнечной активности.

#### 4.2. Данные о солнечном лучеиспускании

Большая часть энергии в солнечном спектре заключена в интервале длин волн между 0,3 и 4 мк: на спектр вне этого интервала приходится лишь около 1% энергии. Этот участок солнечного спектра был исследован с земной поверхности. Чтобы получить спектральную интенсивность солнечного излучения вне

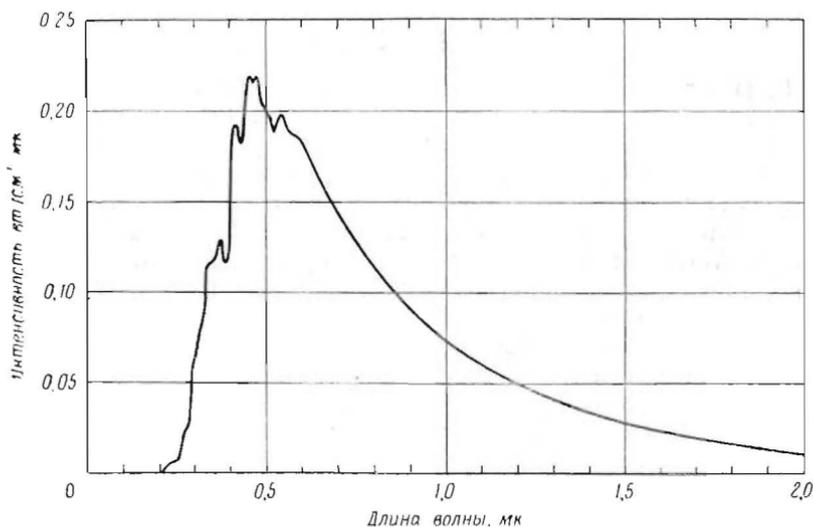


Рис. 4.1. Спектр излучения Солнца на среднем расстоянии Земли от Солнца.

земной атмосферы, были внесены поправки на атмосферное поглощение. На рис. 4.1 показано распределение энергии солнечного излучения, падающего на верхнюю границу атмосферы Земли.

В табл. 4.1 даны значения спектральной интенсивности (т. е. плотности потока энергии на единицу длины волны, падающего на единицу поверхности) для среднего расстояния Земли от Солнца. Эти данные получены Джонсоном [1] при определении солнечной постоянной. Ниже 2600 Å они исправлены согласно более поздним ракетным измерениям в ультрафиолетовой области [2]. Солнечная постоянная определяется полным лучеис-

пусканьем Солнца на среднем расстоянии Земли от Солнца. Она равна площади под кривой, показанной на рис. 4.1 (и простирающейся дальше в длинноволновый участок), и имеет значение  $0,140 \text{ вт/см}^2$ . По спектральному составу весь видимый и инфракрасный участки солнечного спектра (за исключением ультрафиолетовой области) хорошо аппроксимируются излучением черного тела с температурой  $6000^\circ\text{К}$ . Полное же количество электромагнитного излучения, испускаемого Солнцем, соответствует излучению черного тела с температурой  $5800^\circ\text{К}$ .

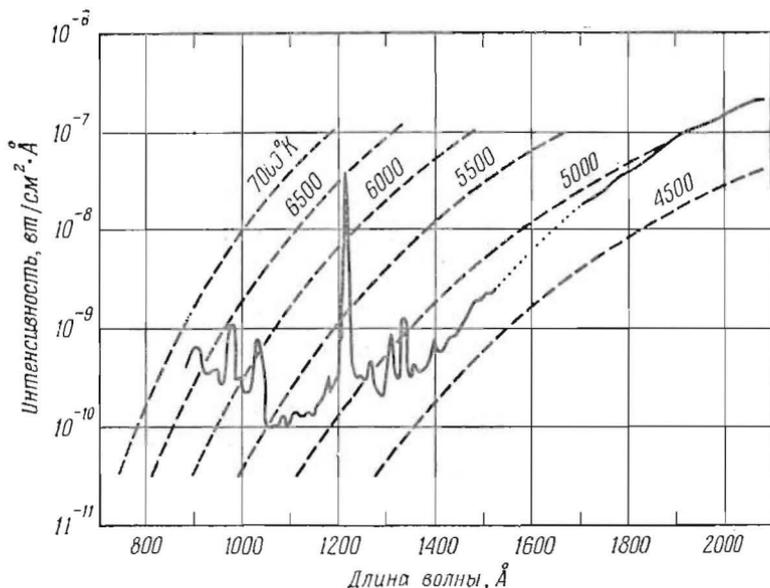


Рис. 4.2. Спектр ультрафиолетового излучения Солнца за пределами земной атмосферы по наблюдениям с фотографическим спектрографом Морской научно-исследовательской лаборатории США, установленным на ракете.

Солнечный спектр в области длин волн короче  $0,3 \text{ мк}$  может быть получен только по ракетным наблюдениям, так как солнечная радиация в этой спектральной области фактически совсем не может проникнуть через атмосферу. На рис. 4.2 приведен пример солнечного спектра в области  $850\text{—}2100 \text{ Å}$ , полученного при помощи спектрографа, установленного на ракете [2]. Для сравнения приведены кривые спектральной интенсивности излучения черного тела в диапазоне температур  $4500\text{—}7000^\circ\text{К}$ ; расстояние до воображаемого черного тела и его размеры такие же, как и для Солнца. В табл. 4.2 приведены данные Детвайлера

Таблица 4.1

Данные о спектре излучения Солнца в интервале длин волн 0,22—7,0 мк

( $\lambda$  — длина волны;  $H_\lambda$  — интенсивность излучения и  $P_\lambda$  — процент солнечной постоянной, соответствующий излучению в длинах волн короче  $\lambda$ )

$\lambda$ , мк	$H_\lambda$ , вт/см <sup>2</sup> ·мк	$P_\lambda$ , %	$\lambda$ , мк	$H_\lambda$ , вт/см <sup>2</sup> ·мк	$P_\lambda$ , %	$\lambda$ , мк	$H_\lambda$ , вт/см <sup>2</sup> ·мк	$P_\lambda$ , %	$\lambda$ , мк	$H_\lambda$ , вт/см <sup>2</sup> ·мк	$P_\lambda$ , %
0,22	0,0062	0,06	0,395	0,120	8,60	0,57	0,187	33,2	1,9	0,01274	93,02
0,225	0,0070	0,08	0,40	0,154	9,08	0,575	0,187	33,9	2,0	0,01079	93,87
0,23	0,0072	0,11	0,405	0,188	9,70	0,58	0,187	34,5	2,1	0,00917	94,58
0,235	0,0064	0,14	0,41	0,194	10,3	0,585	0,185	35,2	2,2	0,00785	95,20
0,24	0,0068	0,16	0,415	0,192	11,0	0,59	0,184	35,9	2,3	0,00676	95,71
0,245	0,0078	0,18	0,42	0,192	11,7	0,595	0,183	36,5	2,4	0,00585	96,18
0,25	0,0076	0,21	0,425	0,189	12,4	0,60	0,181	37,2	2,5	0,00509	96,57
0,255	0,0112	0,25	0,43	0,178	13,0	0,61	0,177	38,4	2,6	0,00445	96,90
0,26	0,014	0,29	0,435	0,182	13,7	0,62	0,174	39,7	2,7	0,00390	97,21
0,265	0,020	0,35	0,44	0,203	14,4	0,63	0,170	40,9	2,8	0,00343	97,47
0,27	0,025	0,42	0,445	0,215	15,1	0,64	0,166	42,1	2,9	0,00303	97,72
0,275	0,022	0,51	0,45	0,220	15,9	0,65	0,162	43,3	3,0	0,00268	97,90
0,28	0,024	0,59	0,455	0,219	16,7	0,66	0,159	44,5	3,1	0,00230	98,08
0,285	0,034	0,70	0,46	0,216	17,5	0,67	0,155	45,6	3,2	0,00214	98,24
0,29	0,052	0,85	0,465	0,215	18,2	0,68	0,151	46,7	3,3	0,00191	98,39

0,295	0,063	1,06	0,47	0,217	19,0	0,69	0,148	47,8	3,4	0,00171	98,52
0,30	0,061	1,30	0,475	0,220	19,8	0,70	0,144	48,8	3,5	0,00153	98,63
0,305	0,067	1,50	0,48	0,216	20,6	0,71	0,141	49,8	3,6	0,00139	98,74
0,31	0,076	1,66	0,485	0,203	21,3	0,72	0,137	50,8	3,7	0,00125	98,83
0,315	0,082	2,03	0,49	0,199	22,0	0,73	0,134	51,8	3,8	0,00114	98,91
0,32	0,085	2,32	0,495	0,204	22,8	0,74	0,130	52,7	3,9	0,00103	98,99
0,325	0,102	2,66	0,50	0,198	23,5	0,75	0,127	53,7	4,0	0,00095	99,05
0,33	0,115	3,08	0,505	0,197	24,2	0,80	0,1127	57,9	4,1	0,00087	99,13
0,335	0,111	3,46	0,51	0,196	24,9	0,85	0,1003	61,7	4,2	0,00080	99,18
0,34	0,111	3,86	0,515	0,189	25,6	0,90	0,895	65,1	4,3	0,00073	99,23
0,345	0,117	4,27	0,52	0,187	26,3	0,95	0,0803	68,1	4,4	0,00067	99,29
0,35	0,118	4,69	0,525	0,192	26,9	1,0	0,0725	70,9	4,5	0,00061	99,33
0,355	0,116	5,10	0,53	0,195	27,6	1,1	0,0606	75,7	4,6	0,00056	99,38
0,36	0,116	5,53	0,535	0,197	28,3	1,2	0,0501	79,6	4,7	0,00051	99,41
0,365	0,129	5,95	0,54	0,198	29,0	1,3	0,0406	82,9	4,8	0,00048	99,45
0,37	0,133	6,42	0,545	0,198	29,8	1,4	0,0328	85,5	4,9	0,00044	99,48
0,375	0,132	6,90	0,55	0,195	30,5	1,5	0,0267	87,6	5,0	0,00042	99,51
0,38	0,123	7,35	0,555	0,192	31,2	1,6	0,0220	89,4	6,0	0,00021	99,74
0,385	0,115	7,78	0,56	0,190	31,8	1,7	0,0182	90,83	7,0	0,00012	99,86
0,39	0,112	8,19	0,565	0,189	32,5	1,8	0,0152	92,03			

Таблица 4.2

Данные о спектре излучения Солнца в интервале длин волн 850—2200 Å (λ — длина волны;  $H_\lambda$  — интенсивность излучения и  $P_\lambda$  — процент солнечной постоянной, соответствующий излучению в длинах волн короче λ)

$\lambda$ , Å	$H_\lambda$ , вт/см <sup>2</sup> ·Å	$P_\lambda$ , %	$\lambda$ , Å	$H_\lambda$ , вт/см <sup>2</sup> ·Å	$P_\lambda$ , %
850	$2,2 \cdot 10^{-10}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	1600	$6,4 \cdot 10^{-9}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$
900	$5,0 \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	1650	$1,0 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
950	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	1700	$1,64 \cdot 10^{-8}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$
1000	$3,6 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1750	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$
1050	$2,0 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	1800	$3,8 \cdot 10^{-8}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$
1100	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	1850	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$
1150	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	1900	$8,2 \cdot 10^{-8}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$
1200	$114 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	1950	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
1250	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$6,0 \cdot 10^{-4}$	2000	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
1300	$3,6 \cdot 10^{-10}$	$6,2 \cdot 10^{-4}$	2050	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$
1350	$5,2 \cdot 10^{-10}$	$6,3 \cdot 10^{-4}$	2100	$2,9 \cdot 10^{-7}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$
1400	$5,2 \cdot 10^{-10}$	$6,4 \cdot 10^{-4}$	2150	$4,8 \cdot 10^{-7}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$
1450	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$6,7 \cdot 10^{-4}$	2200	$6,2 \cdot 10^{-7}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$
1500	$1,9 \cdot 10^{-9}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$			
1550	$3,4 \cdot 10^{-9}$	$8,0 \cdot 10^{-4}$			

и др. [2] о спектральной интенсивности излучения Солнца в интервале длин волн 850—2200 Å.

Кроме непрерывного излучения, в солнечном спектре имеется ряд эмиссионных линий, особенно в области длин волн короче 1900 Å; они вносят лишь незначительное количество энергии по сравнению с непрерывным излучением на всех длинах волн больше 850 Å (за исключением линии  $L\alpha$  атомарного водорода). Кажется вероятным, что в более коротковолновой области также имеется фон непрерывного излучения, который содержит больше энергии, чем все эмиссионные линии, кроме нескольких самых сильных. В табл. 4.3 приведен список наиболее сильных наблюдаемых линий и их интенсивность [2—4]. Интенсивности, приведенные в табл. 4.2, являются суммарным эффектом от всех эмиссионных линий, лежащих внутри интервала шириной 50 Å, центрированного на указанную длину волны.

На рис. 4.3 приведен солнечный спектр в области длин волн менее 1000 Å, полученный Хинтереггером и др. [5] путем фотоэлектрических измерений. Спектр приведен в форме

## Интенсивность линий солнечного ультрафиолетового излучения

Источник	$\lambda$ , Å	Интенсивность, $10^{-8}$ вт/см <sup>2</sup>	Источник	$\lambda$ , Å	Интенсивность, $10^{-8}$ вт/см <sup>2</sup>
Si III	1892,03	1,0	N III	991,58	0,10
Si II *	1817,42	4,5	N III *	989,79	0,06
Si II	1808,01	1,5	C III	977,03	0,50
Al II	1670,81	0,8	H I ( $\delta$ )	949,74	0,10
C I *	1657,00	1,6	H I ( $\epsilon$ )	937,80	0,05
He II	1640,47	0,7	H I (cont.)	911—840	2,3
C I	1561,40	0,9	O II, III *	835	0,13
C IV	1550,77	0,6	O IV *	790,2	0,03
C IV	1548,19	1,1	O IV	787,7	0,08
Si II	1533,44	0,41	Ne VIII	780,3	0,04
Si II	1526,70	0,38	Ne VIII	770,4	0,11
Si IV	1402,73	0,13	Ne IV	765,1	0,06
Si IV	1393,73	0,30	O III *	703	0,07
C II	1335,68	0,50	O V	629,7	0,56
C II	1334,51	0,50	Mg X	625	0,13
O I	1306,02	0,25	Mg X	610	0,26
O I	1304,86	0,20	He I	584,3	0,54
O I	1302,17	0,13	O IV *	555—553	0,19
Si II	1265,04	0,20	He I	537	0,05
Si II *	1260,66	0,10	Si XII	499	0,17
N V *	1242,78	0,03	Ne VII	465,2	0,12
N V	1238,80	0,04	Mg IX	368,1	0,32
H I ( $\alpha$ )	1215,67	51,0 **	He II ( $\alpha$ )	303,8	2,5
Si III	1206,52	0,30	Fe XV	283	0,43
C III * .	1175,70	0,10	He II	256	0,23
C I *	1139,89	0,03	< 200		10
N II *	1085,70	0,06	< 20		0,23
O VI	1037,61	0,25	< 8		0,02
O VI	1031,91	0,20			
H I ( $\beta$ )	1025,72	0,60			

\* Блендирована другими линиями.

\*\* В полосе шириной 1Å, центрированной на линию.

гистограммы, указывающей среднюю спектральную интенсивность излучения в данном интервале длин волн (за исключением нескольких более интенсивных спектральных эмиссионных линий, которые специально выделены на гистограмме). Приведенная на рисунке интенсивность излучения получена из наблюдений Хинтереггера, исправленных на атмосферное поглощение

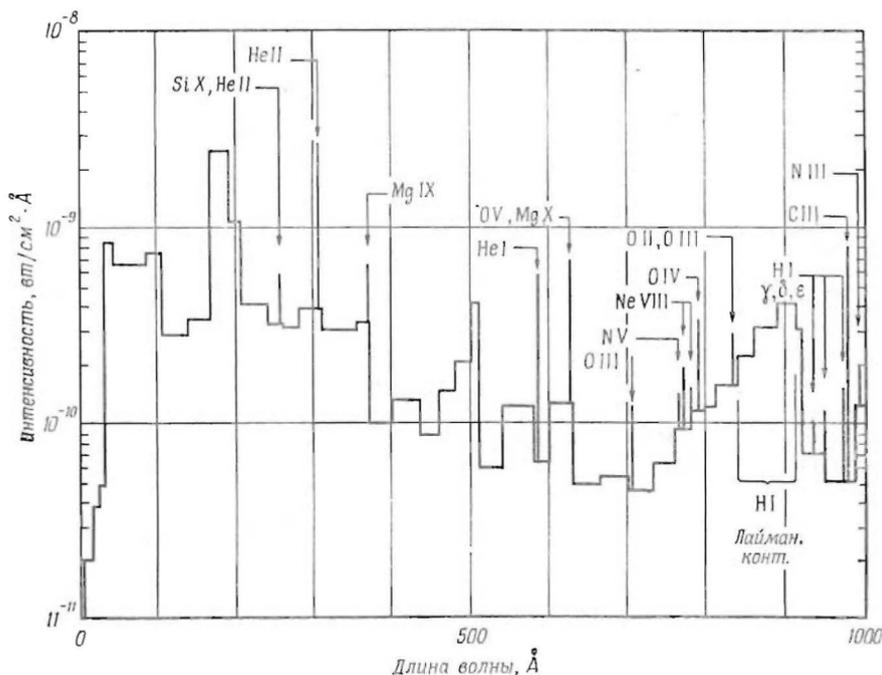


Рис. 4.3. Спектр солнечного ультрафиолетового излучения за пределами земной атмосферы, по измерениям Хинтереггера и др. [5]. Предполагается, что эффективная ширина линий равна  $10 \text{ \AA}$ .

выше уровня, на котором проводились наблюдения ( $\sim 200 \text{ км}$ ). Значения интенсивности на рис. 4.2 и 4.3 в перекрывающихся областях спектра (вблизи  $1000 \text{ \AA}$ ) хорошо согласуются. Характер кривых также весьма сходен (с точностью до 30%). Хуже соответствие между отдельными спектральными линиями, возможно более чувствительными к солнечной активности. За ширину спектральных линий, изображенных на рис. 4.3, условно принят интервал в  $10 \text{ \AA}$ . Так как действительная ширина линий гораздо меньше, то их истинная интенсивность выше, чем указано на рисунке.

### 4.3. Солнечный ветер

Хотя мы не собираемся здесь обсуждать корпускулярное излучение Солнца, по-видимому, стоит упомянуть о наличии постоянного истечения от Солнца частиц с энергиями порядка киловольта. Этот поток частиц называют солнечным ветром [6]. Он возникает вследствие непрерывного гидродинамического расширения солнечной короны. На его существование указывали косвенные данные — отклонение некоторых типов кометных хвостов в сторону от Солнца и геомагнитные эффекты. Эти косвенные указания были впервые подтверждены наблюдениями, проведенными на космическом корабле *Маринер 2*. В период спокойного Солнца в межпланетном пространстве вблизи орбиты Земли наблюдалось около  $5 \text{ протон/см}^3$ , движущихся в направлении от Солнца со скоростью около  $500 \text{ км/сек}$  [7]. Во время солнечных возмущений концентрация повышалась до  $10^2 \text{ протон/см}^3$  или более, а скорость — до  $1500 \text{ км/сек}$  ( $10 \text{ кэв}$ ). Усиленные во время возмущений корпускулярные потоки приводят к магнитным бурям и полярным сияниям, детали механизмов которых сложны и до сих пор не вполне раскрыты.

### 4.4. Солнечные вариации

В зависимости от точки зрения Солнце можно считать либо чрезвычайно постоянным, либо крайне изменчивым образованием. Оно является исключительно постоянным источником излучения в видимой и примыкающих к ней спектральных областях. Изменения солнечной постоянной так малы, что их существование трудно установить. Тем не менее очевидно, что даже в видимых участках спектра интенсивность солнечного излучения безусловно должна изменяться, на что указывает появление солнечных пятен. Другими признаками изменчивости солнечных условий являются протуберанцы, которые можно видеть на краю солнечного диска при помощи специальных приборов, а также структуры, наблюдаемые на поверхности Солнца через узкополосные фильтры, пропускающие свет только от определенных атомов, например излучение  $\text{H}\alpha$  водорода или К кальция. С помощью таких приборов могут наблюдаться также солнечные вспышки.

Наиболее общим индексом солнечной активности, вероятно, является число солнечных пятен, которое имеет строгую 11-летнюю периодичность. Условное число солнечных пятен получается из некоторого уравнения, включающего число групп солнечных пятен и число отдельных легко опознаваемых пятен. На рис. 4.4 показано изменение числа солнечных пятен (среднеме-

сячные значения) с начала цикла 19 в апреле 1954 г. На рисунке также показаны предыдущий цикл 18, сдвинутый во времени для согласования с настоящим циклом, и среднее из циклов с 8 по 18. Во время максимума солнечных пятен солнечные вспышки происходят чаще. При некоторых из них генерируются мягкие космические лучи (см. рис. 3.17) и многие из них сопровождаются радиоизлучением (см. разд. 6.5).

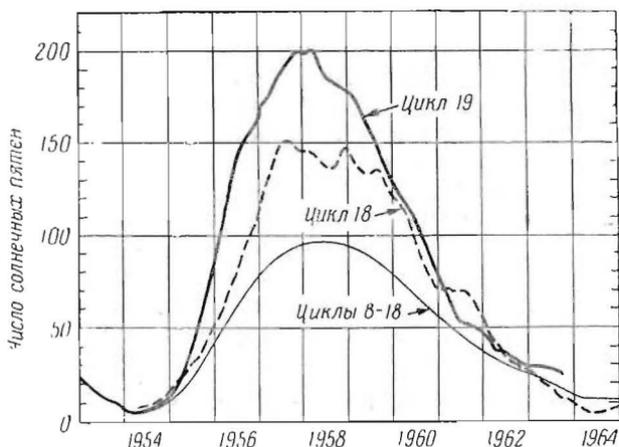


Рис. 4.4. Изменение числа солнечных пятен в течение цикла солнечной активности.

Цикл 18 и среднее значение циклов с 8 по 18 показаны для сравнения; они сдвинуты во времени таким образом, что согласуются по фазе с циклом 19. Оба цикла 18 и 19 были более интенсивными, чем среднее значение циклов с 8 по 18.

В течение развития цикла солнечных пятен непрерывное излучение, даже в ультрафиолете, вероятно, не меняется значительным образом. Однако интенсивности отдельных линий, по-видимому, испытывают вариации, которые увеличиваются с уменьшением длины волны и становятся особенно значительными в области рентгеновских лучей. Креплин [4] показал, что интенсивность рентгеновского излучения вблизи минимума цикла солнечных пятен меньше интенсивности, наблюдаемой в период максимума: для волн короче  $200 \text{ \AA}$  — примерно в 7 раз, для волн короче  $20 \text{ \AA}$  — в 60 раз и для волн короче  $8 \text{ \AA}$  — примерно в 600 раз.

Интенсивность рентгеновского излучения также изменяется ото дня ко дню, увеличиваясь в течение коротких периодов, когда происходят вспышки. 24 августа 1959 г. через 11 мин после вспышки балла 2+ был достигнут максимум оптической интен-

сивности; интенсивность рентгеновского излучения в области длин волн более 20 Å увеличилась в 3 раза по сравнению со значением, предшествующим вспышке; в полосе от 8 до 20 Å наблюдалось увеличение в 7 раз, а в полосе от 2 до 8 Å — в 26 раз. 31 августа 1959 г. максимальная фаза наступила через 4 мин после вспышки балла 2+. Интенсивность рентгеновского излучения с длиной волны более 20 Å увеличилась в 12 раз; в полосе от 8 до 20 Å — в 20 раз и в полосе от 2 до 8 Å — более чем в 100 раз. Большое относительное (но не абсолютное) увеличение в полосе от 2 до 8 Å по сравнению с полосой от 8 до 20 Å указывает на то, что спектр рентгеновского излучения во время вспышки становится значительно жестче. Эти данные суммированы в табл. 4.4, в которую также включен протуберанец балла 3, наблюдавшийся во время яркого хромосферного выброса 24 июля 1959 г.; в этом случае спектр рентгеновского излучения также стал более жестким, и произошло небольшое увеличение общего потока излучения.

Таблица 4.4

Интенсивность солнечного рентгеновского излучения,  $10^{-8}$  вт/см<sup>2</sup>

	2—8 Å	8—20 Å	20—200 Å
Минимум солнечных пятен (спокойное Солнце)	0,00003	0,004	1,3
Максимум солнечных пятен (спокойное Солнце)	0,02	0,23	10
Яркий протуберанец—выброс балла 3 (24 июля 1959 г.)	0,13	0,89	8
Вспышка балла 2+ (24 августа 1959 г.)	0,26	1,6	21
Вспышка балла 2+ (31 августа 1959 г.)	> 2,20	> 4,5	92

Во время вспышек излучение с длинами волн короче 1 Å обычно не наблюдалось, хотя его, вероятно, можно ожидать в течение первых нескольких минут после начала вспышки. В последнее время удалось обнаружить очень коротковолновую эмиссию. Чабб и др. [8] сообщили о наблюдении рентгеновского излучения вплоть до 0,15 Å (энергии до 80 кэв). Креплин [4] сообщил об измерениях с помощью сцинтилляционных счетчиков во время солнечной вспышки балла 2+ рентгеновских лучей с энергиями вплоть до 125 кэв. Поток с энергиями больше 20 кэв (длина волны менее 0,6 Å) был около  $4,5 \cdot 10^{-13}$  вт/см<sup>2</sup>.

В экспериментах на спутниках было получено много полезных данных о рентгеновском излучении в полосе от 2 до 8 Å в период с июля по ноябрь 1960 г. [9]. Нормально падающий поток в этот период был меньше  $0,006 \cdot 10^{-8}$  вт/см<sup>2</sup>, что соответствует порогу чувствительности детектора. Превышение над этим уровнем наблюдалось во время различных солнечных образований: вспышек областей активных протуберанцев, ярких хромосферных выбросов и некоторых вспышек на краю солнечного диска. Значительные изменения происходили в течение временных интервалов порядка 1 мин. Всякий раз, когда поток превышал  $0,02 \cdot 10^{-8}$  вт/см<sup>2</sup>, наблюдались ионосферные эффекты. Наблюдалась также линия  $L\alpha$  водорода; с вариациями рентгеновского излучения ее интенсивность менялась не более чем на 18%. Однако наблюдения  $L\alpha$  проводились только в период с 13 июля по 3 августа.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Johnson F. S., The solar constant, *J. Meteorol.*, **11**, 431—439 (1954).
2. Detwiler C. R., Garrett D. L., Purcell J. D., Tousey R., The intensity distribution in the ultraviolet solar spectrum, *Ann. Geophys.*, **17**, 263—272 (1961).
3. Hall L. A., Damon K. R., Hinteregger H. E., Solar extreme ultraviolet photon flux measurements in the upper atmosphere of August, 1961, *Space Research III*, ed. W. Priester, North-Holland Co., Amsterdam, 1963, p. 745—759.
4. Kreplin R. W., Solar X-rays, *Ann. Geophys.*, **17**, 151—161 (1961).
5. Hinteregger H. E., Hall L. A., Schmedtke G., Solar XUV radiation and neutral particles distribution in July 1963 thermosphere, Fifth International Space Science Symposium, Florence, Italy, 1964.
6. Parker E. N., Interaction of the solar wind with the geomagnetic field, *Phys. Fluids*, **1**, 171—187 (1958).
7. Snyder C. W., Neugebauer M., Rao U. R., The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.*, **68**, 6361—6370 (1963).
8. Chubb T. A., Friedman H., Kreplin R. W., Measurements made of high-energy X-rays accompanying three class 2+ solar flares, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1831—1832 (1960).
9. Kreplin R. W., Chubb T. A., Friedman H., X-ray and Lyman-alpha emission from the Sun as measured from the NRL SR-1 satellite, *J. Geophys. Res.*, **67**, 2231—2253 (1962).

# 5.

## Метеорные тела

ДЖ. Ф. ВЕДДЕР\*

### 5.1. Введение

Метеорные тела движутся, как правило, по удаленным и сильно вытянутым орбитам вокруг Солнца. Проникая в земную атмосферу, они вызывают явление, называемое метеором; те метеорные тела, которые достигают поверхности Земли, называются метеоритами. Хотя некоторые метеорные тела велики и весят много тонн, большинство из них малы. Метеоры, видимые ночью невооруженным глазом, как правило, вызваны метеорными телами величиной с горошину, а иногда и с бильярдный шар.

Метеорные тела меньших размеров вызывают метеоры, которые обнаруживаются по отражению радиоволн. Метеорные тела диаметром меньше 1 мм настолько малы, что не могут вызывать ни видимых метеоров, ни радиоотражений от них.

Существование пыли в межпланетном пространстве хорошо установлено. Метеорные тела — это, как правило, пылевые частицы, размер которых не превышает 1 мк ( $1 \text{ мк} = 10^{-4} \text{ см}$ ). За пределами земной атмосферы метеорные тела представляют возможную опасность для космических ракет. Размер, масса, распределение в пространстве, скорость и плотность частиц недостаточно хорошо известны, но можно считать, что данные этой главы — наиболее надежные из имеющихся в настоящее время.

### 5.2. Влияние окружающей среды на метеорные тела

Движение метеорных тел определяется в основном гравитационными силами. Орбита тела массы  $m$  относительно гораздо более тяжелого тела массы  $M$  ( $M \gg m$ ) будет гиперболической,

---

\* National Aeronautics and Space Administration, Ames Research Center, Moffett Field, California.

параболической или эллиптической в зависимости от того, будет ли сумма кинетической и потенциальной энергий малого тела в поле силы тяготения (принимаемой равной нулю на бесконечности) соответственно больше нуля, равной нулю или меньше нуля. В случае эллиптических орбит, которыми мы будем интересоваться, полная энергия зависит только от величины большой полуоси эллипса  $a$ . Орбитальная скорость равна

$$v = \left[ GM \left( \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) \right]^{1/2}, \quad (5.1)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная ( $6,670 \cdot 10^{-8}$  дин · см<sup>2</sup>/г<sup>2</sup>) и  $r$  — расстояние между телами с массой  $M$  и  $m$ . Для метеорных тел, движущихся по замкнутой гелиоцентрической орбите и приближающихся к Земле, можно найти геоцентрическую скорость  $v_R$  на расстоянии  $R$  от центра Земли:

$$v_R^2 = v_a^2 + \frac{2GM_e}{R}, \quad (5.2)$$

где  $M_e$  — масса Земли,  $v_a$  — векторная разность гелиоцентрических скоростей Земли и частицы на расстоянии, где гравитационная потенциальная энергия относительно Земли становится пренебрежимо малой. Из выражений (5.1) и (5.2) можно оценить интервал скоростей частиц, приходящих к Земле, если они захвачены в пределах солнечной системы. Максимальная скорость достигается при встречном столкновении с метеорным телом, которое имеет обратное движение по параболической орбите и находится в перигелии. Сумма орбитальных скоростей Земли (30 км/сек) и метеорного тела (42 км/сек) дает относительную скорость  $v_a = 72$  км/сек. Вследствие гравитационного притяжения Земли скорость возрастает до 73 км/сек (это максимальная геоцентрическая скорость над атмосферой для метеорных тел, которые являются членами солнечной системы). Минимальную скорость относительно Земли метеорное тело имеет при прямом движении по круговой орбите на расстоянии одной астрономической единицы (1 а.е. — среднее расстояние от Земли до Солнца), тогда  $v_a = 0$ , и конечная скорость над атмосферой (это скорость свободно падающего тела) равна 11 км/сек. Если бы тела двигались по орбите относительно Земли, скорости их были бы порядка 8 км/сек вблизи Земли, а вдали от Земли — даже меньше. Для метеорных тел галактического происхождения максимальная скорость должна быть больше, чем предельная скорость для параболической орбиты, которая меняется от 73 км/сек для встречных столкновений до 16 км/сек для догоняющих столкновений. При столкновениях с космическими ракетами следует рассматривать скорости по

отношению к ракете, а не геоцентрические скорости, о которых шла речь выше.

Помимо гравитационных сил, на движение метеорных тел в пространстве влияют некоторые другие явления. Давление солнечного электромагнитного излучения создает силу отталкивания, которая для достаточно малых частиц превышает силу гравитационного притяжения и выметает эти частицы из солнечной системы.

Для абсолютно поглощающих шариков, находящихся в равновесии с излучением, Робертсон получил минимальный радиус частиц, которые не выдуваются из солнечной системы давлением излучения, а остаются в межпланетном пространстве [1]. Этот радиус равен  $0,6 \rho^{-1} \text{ мк}$ , где  $\rho$  — плотность в  $г/см^3$ . Для малых частиц, оторвавшихся от более крупных тел, минимальный радиус не определяется равновесием сил притяжения и отталкивания; вместо этого скорее требуется выполнение условия, чтобы полная энергия была больше нуля [2]. Частицы даже диаметром 1 мм, движущиеся по почти параболическим орбитам, могут быть удалены в течение одного оборота. В случае кометы Галлея уменьшения силы притяжения на 2%, вызванного радиационным давлением, достаточно, чтобы удалить частицы диаметром до 30 мк. Если исходное тело двигалось по круговой орбите, минимальный диаметр частиц, остающихся в пределах солнечной системы в случае уменьшения силы притяжения на 50%, составляет около 2,5 мк; с другой стороны, частицы такого размера могут находиться на круговой орбите, если скорость составляет 0,7 невозмущенной орбитальной скорости. Если размеры частиц меньше длины волны, то взаимодействие с излучением иное, и в некоторых случаях частицы не вымываются из солнечной системы.

Эффект Пойнтинга — Робертсона, который состоит в замедлении орбитального движения частиц вследствие релятивистской абберации солнечного излучения, приводит к тому, что пылевые частицы, двигаясь по спирали, попадают на Солнце за время, гораздо меньшее, чем возраст Земли [1, 3]. Радиальная скорость обратно пропорциональна размеру частиц. Частица диаметром 1000 мк, находящаяся вблизи орбиты Марса, достигнет Солнца за 60 млн. лет. Уиппл [4] рассмотрел также давление солнечного корпускулярного излучения, которое увеличивает как силу торможения, так и минимальный допустимый размер частиц. Корпускулярное излучение (т. е. протоны солнечного ветра) должно «сдувать» атомы с поверхности пылевых частиц и вызывать медленное уменьшение их размера, вследствие чего эффект Пойнтинга — Робертсона должен усиливаться, и отношение силы отталкивания к силе гравитационного

притяжения должно возрастать. Скорость эрозии вещества под действием солнечного ветра на расстоянии 1 а.е., которая оценена на основании лабораторных экспериментов для железа и камня, составляет около  $0,4 \cdot 10^{-8}$  см в год [5]. Таким образом, частица размером 1 мк на расстоянии 1 а.е. должна исчезнуть за  $2,5 \cdot 10^4$  лет. Скорость эрозии зависит от интенсивности солнечного ветра, по-видимому, она обратно пропорциональна квадрату расстояния от Солнца. С другой стороны, имеются механизмы, которые могут уменьшить или даже обратить эффект Пойтинга — Робертсона: вращение увеличивает или уменьшает торможение частиц в зависимости от направления вращения [6]; вращение частиц солнечного ветра относительно Солнца также существенно [7]. Конечно, форма, состав и ориентация метеорных тел могут оказывать большое влияние на величину различных сил.

Эффект Пойтинга — Робертсона вызывает более быстрое уменьшение большой полуоси орбиты по сравнению с малой полуосью, так что по мере приближения частицы к Солнцу ее орбита становится более круговой. Притяжение планет увеличивает концентрацию пыли вблизи плоскости эклиптики по мере приближения к Солнцу. На расстоянии 1 а.е. от Солнца орбиты пылевых частиц, по-видимому, почти круговые. Если это так, то на расстоянии около  $4 \cdot 10^6$  км от Земли кинетическая энергия частиц относительно Земли будет меньше, чем их потенциальная энергия, и частицы будут захватываться на временные орбиты около Земли.

Ряд авторов [8—14] рассмотрели проблему околопланетной концентрации межпланетной пыли. Предлагались различные механизмы захвата частиц, которые в конце концов попадали в атмосферу Земли. Обсуждались такие процессы, как усиление гравитационного поля, давление излучения, торможение с разрушением хрупких материалов, соударение частиц и т. п. Превышение потока вблизи Земли над потоком в межпланетном пространстве, согласно различным оценкам, колеблется между одним и пятью порядками величины. Весьма вероятно, что Луна вносит существенный вклад в создание пылевого облака вблизи Земли вследствие ускользания продуктов взаимодействия метеорных тел с поверхности Луны; расчеты траекторий [15] делают эту гипотезу вполне правдоподобной. Предположение о высокой пористости лунной поверхности [16, 17] существенно увеличивает количество вещества, выброшенного со скоростью, превышающей скорость убегания, что было показано при изучении удара о такие материалы [18]. Между прочим, вблизи Луны должен быть значительный поток частиц,

создаваемый веществом, выброшенным со скоростью, меньшей скорости убегания [19].

Так как в пространстве происходит непрерывная потеря метеорного вещества вследствие радиационных эффектов, то должно происходить и непрерывное его пополнение; в противном случае метеорное вещество исчезло бы из межпланетного пространства. Существует несколько возможных источников такого пополнения. Согласно Уипплу [4], обломков комет достаточно для пополнения утечки вещества, которое осаждается на Солнце, чтобы стационарное состояние сохранялось. По-видимому, столкновения астероидов также пополняют метеорное вещество. Харвит [2] подвергает сомнению то, что кометы могут поддерживать приток метеорного вещества, если только эффект Пойнтинга — Робертсона не препятствует каким-либо образом утечке частиц. Он также считает, что столкновения астероидов создавали бы весьма переменные потоки; в этом случае сейчас наблюдалась бы фаза высокой активности. Другой источник метеорного вещества (возможный захват межгалактической пыли посредством аккреции в гравитационном поле в совокупности с эффектом Пойнтинга — Робертсона) может обеспечить только одну треть той величины, которая требуется, согласно Уипплу [4], чтобы поддержать зодиакальное облако (зодиакальный свет) [20].

Относительно формы метеорных тел существуют различные предположения. Твердые они, пористые или игольчатые, или же встречаются все эти свойства? Полагают, что игольчатые формы (единичные или спаренные иглы), это естественная структура первоначального вещества, а также вещества, которое сконденсировалось из парообразного состояния, возникшего при ударах или разбрызгивании [16, 21]. В модели Уиппла [22] предполагается сублимация ледяной кометы вблизи перигелия, при этом образуются отдельные конгломераты твердых частиц, которые могут покидать исходное тело. Изучение разбрызгивания вещества [23] указывает, что при очень длительном воздействии солнечной корпускулярной радиации на поверхности образуется пористая, хрупкая, игольчатая кора.

### 5.3. Прямые измерения потока метеорных тел

На сегодняшний день нельзя сделать удовлетворительных предположений относительно потока метеорных тел в пространстве. Даже в окрестностях Земли, где информация была получена как косвенными, так и прямыми методами, значения потока отличаются по величине по крайней мере на четыре порядка. Это большое расхождение иллюстрирует непригодность

существующих экспериментальных методов и недостаточное понимание явлений. Для расстояний в несколько миллионов километров от Земли (но еще в районе земной орбиты) предсказанные значения потока пыли ненадежны. На больших расстояниях от Солнца ситуация еще более неопределенна.

Данные о метеорном веществе в окрестностях Земли получены из нескольких источников. Прямая информация была получена с помощью ракет и искусственных спутников, оборудованных датчиками, чувствительными к ударам метеорных тел. Кроме того, распределение по размерам, основанное на визуальных и радиолокационных наблюдениях метеоров, можно экстраполировать на область меньших метеорных тел. Оценку размеров частиц, концентрации и пространственного распределения можно получить для областей вблизи плоскости эклиптики из яркости компоненты  $F$  солнечной короны и яркости зодиакального света. Другой важный источник данных, на который только недавно было обращено достаточное внимание, это анализ атмосферной пыли с точки зрения содержания метеорного вещества. В этом отношении особенно ценно исследование состава глубоководных отложений и содержимого коллекторов в удаленных районах. Эти данные могут служить мерой полной массы космического вещества, выпадающего на Землю.

Прямые данные о потоке метеорных тел вблизи Земли получены главным образом с помощью пьезоэлектрических датчиков (в основном микрофонов), установленных на ракетах и искусственных спутниках. Большая часть данных по порядку величины может быть описана с помощью соотношения

$$\lg I = -17,0 - 1,70 \lg m, \quad (5.3)$$

где  $I$  — среднее число столкновений ( $m^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) с частицами, масса которых больше или равна  $m$  г [24, 25]. Предполагая, что микрофоны чувствительны к импульсу, можно получить массу из средней скорости, которую обычно принимают порядка 30 км/сек. Это уравнение справедливо вблизи Земли в интервале масс  $10^{-10} \leq m \leq 10^{-6}$  г; на рис. 5.1 этой зависимости соответствует кривая 2.

Ракетные данные, полученные с помощью различных типов детекторов, указывают, что кривая становится более пологой с уменьшением  $m$ , как можно было бы ожидать, вследствие действия давления излучения. Данные обнаруживают суточные вариации, и истинная скорость может меняться на порядок величины за короткое время. Такое поведение, по-видимому, противоречит упорядочивающему действию, которое оказывает эффект Пойнтинга — Робертсона. К тому же аргументы Харвита, упомянутые выше, свидетельствуют в пользу малого времени

жизни потока частиц столь малых размеров. Возможно, флуктуации могут объясняться недавним разрушением более крупных хрупких метеорных тел и вещества комет во время прохождения ими перигелия.

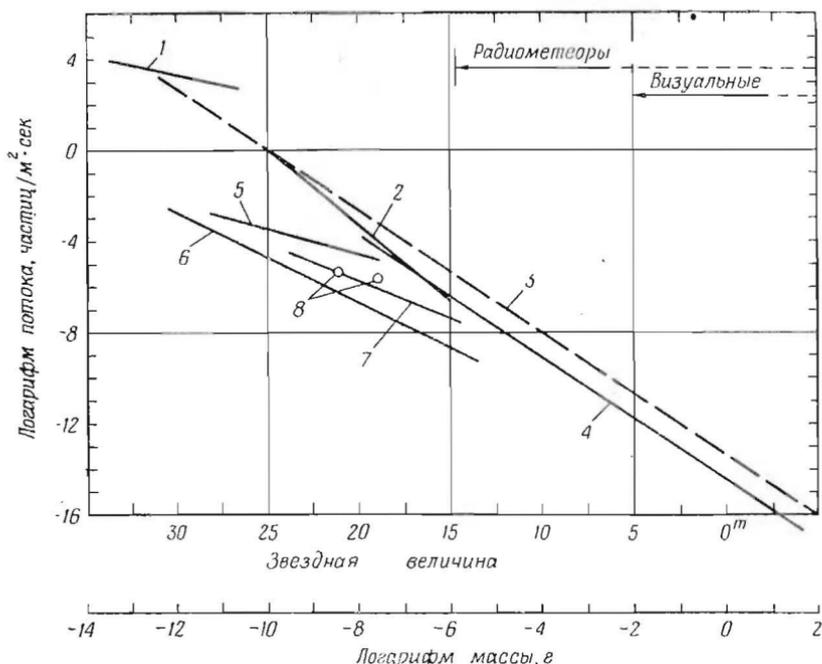


Рис. 5.1. Поток метеорных частиц в зависимости от их массы и визуальной величины.

При построении всех кривых, за исключением кривой, полученной по изучению зодиакального света [46], учитывался экранировочный множитель для Земли порядка 50%. Принималось, что метеор нулевой визуальной величины создается метеорным телом массой в 1 г, движущимся со скоростью 30 км/сек. 1 — Хемменуэй [30]; 2 — Мак-Кракен и др. [24]; 3 — Хоккинс [35]; 4 — Уиппл [33]; 5 — Ван де Хюлст [46]; 6 — Ингэм [45]; 7 — Бирд [44]; 8 — Эксплорер 16.

Ракеты и спутники уже дали некоторую информацию. Космическая ракета Пионер 1 зарегистрировала уменьшение потока по мере увеличения расстояния от Земли (имеется лишь несколько отсчетов). Вторая и третья советские космические ракеты регистрировали гораздо более низкий поток частиц вдали от Земли [26]. При полете Маринера 2 к Венере был зарегистрирован только один надежный импульс [27]. Эти

результаты, взятые в отдельности, были бы недостаточно надежны, так как они основаны на очень малом числе событий, но в целом они, по-видимому, указывают, что на больших расстояниях от Земли поток падает по величине на несколько порядков. Ряд авторов [26, 28, 29] из анализа таких данных сделали заключение, что поток частиц падает по мере увеличения расстояния от Земли. Уиппл, например, аппроксимирует зависимость этих данных от высоты с помощью степенной функции с показателем  $-1,4$  вплоть до высоты  $5 \cdot 10^5$  км. Это соотношение дает разницу величин потоков на верхней границе атмосферы Земли и в межпланетном пространстве в пять порядков. Однако Дубин и Мак-Кракен [25] отмечают, что перед тем, как вывести из этих данных высотную зависимость, их следует сначала нормировать с помощью истинного распределения по массам. Имеющиеся в настоящее время данные недостаточны для того, чтобы решить эту задачу. Большие флуктуации указывают, что прямая аккреция более вероятна, нежели движение по орбитам вокруг Земли с большим временем жизни. В последнем случае кривая потока должна была бы быть более плоской, так как частицы меньших размеров гибли бы быстрее из-за различных механизмов торможения.

Калибровка пьезоэлектрических датчиков в зависимости от параметров частиц весьма неопределенна. Многие авторы полагают, что характеристика прибора пропорциональна суммарному импульсу падающих частиц; такая зависимость получается при линейной экстраполяции результатов лабораторных экспериментов в область метеорных скоростей. Однако следует ожидать, что испарение и выброс вещества при соударениях с такой большой скоростью должны вызывать отклонение от линейности. В США большинство датчиков калибруется экспериментально по числу ударов маленьких шариков об их чувствительную поверхность. Советские экспериментаторы утверждают, что лишь малая часть реакций датчика вызывается импульсом падающих частиц, остальная же часть — это импульс выброшенного из датчика вещества; импульс выброшенного вещества линейно связан с энергией частицы. Калибровка для высоких скоростей производится при скоростях ударов, близких к метеорным, но для более высоких скоростей нет удовлетворительных методов калибровки. При экстраполяции возможна неопределенность на порядок величины. Пороговая масса определяется из предельного импульса в предположении, что средняя скорость столкновения порядка  $30$  км/сек. Типичное значение пороговой массы — порядка  $10^{-9}$  г — получается, если диаметр шарика равен  $10$  мк, а его плотность  $2$  г/см<sup>3</sup>. Однако обратная операция — определение размеров частицы по ее мас-

се — осуществляется недостаточно надежно, поскольку многие фотографические метеоры имеют признаки рыхлых, игольчатых структур при плотности порядка  $10^{-2}$  г/см<sup>3</sup>. Неизвестно, насколько малой может быть плотность микрометеорных тел. Используемое выше значение скорости также не является достоверным; если существенная часть пылевых частиц обращается вокруг Земли, то при определении массы следовало бы упомянутую выше среднюю скорость уменьшить втрое. Суточное и высотное изменение наблюдаемого потока может частично объясняться зависимостью чувствительности детектора от скорости падения.

Ракетные эксперименты [30] дали новый интересный материал, относящийся к высотам от 88 до 168 км. Обнаруженные частицы имели преимущественно размеры меньше 1 мк и, по-видимому, совсем низкие скорости. Кривая зависимости потока от массы почти совсем плоская и располагается неожиданно высоко, как показано на рис. 5.1 (кривая 1). Эти результаты, возможно, могут объясняться распадом метеорных тел у внешней границы земной атмосферы. Изучение форм частиц, по-видимому, даст возможность определить структуру первичных осколков в космическом пространстве.

Прямая информация о степени проникновения метеорных тел впервые была получена с помощью искусственного спутника Эксплорер 16, предназначенного исключительно для изучения метеорных тел [31] (рис. 5.1, кружки 8). Первичный эксперимент производился с помощью ряда тонкостенных полуцилиндров, в которых измерялось уменьшение давления при пробоях. Скорость пробоя [32], измеренная за 4 месяца по 33 пробоям в камерах со стенками толщиной  $10^{-3}$  дюйма (0,025 мм), показана на рис. 5.1. Пороговая масса оценивалась для частиц с плотностью 3 г/см<sup>3</sup>, отношение глубины проникновения к диаметру частицы выбрано равным 2. Заметьте, что две точки определяют более пологую кривую, которая лежит на несколько порядков величии ниже кривой, полученной с помощью микрофонных датчиков. Даже если бы масса была больше в 10 раз, то расхождение оставалось бы очень большим. Одно из возможных объяснений состоит в том, что пробои вызываются твердыми частицами, которые составляют лишь малую часть полного потока, состоящего главным образом из рыхлых или игольчатых частиц с очень малой проникающей способностью. В противоположность этому микрофонные датчики, чувствительные к импульсу, но нечувствительные к плотности (за исключением осколков, разлетающихся в обратном направлении) регистрируют полный поток.

Данные о пробое были собраны во время минимума ежегодного цикла метеорной активности, но это не должно играть существенной роли.

Эти данные очень важны для проектирования космических кораблей и спутников, и сбора такой информации следует посвятить больше экспериментов. Трудность состоит в том, что нужно использовать достаточно большие площади в течение весьма долгого времени, чтобы получить нужную информацию вплоть до толщины материала 0,05 дюйма (1,25 мм), где поток может уменьшаться на 6 порядков величины.

Поток метеорных тел в окрестности Земли можно также оценить, экстраполируя данные визуальных и радиолокационных наблюдений метеоров. Уиппл [33] пересмотрел свои прежние оценки потока метеорных тел, используя значения средней плотности  $0,44 \text{ г/см}^3$  и массы  $1 \text{ г}$  при скорости метеорного тела  $30 \text{ км/сек}$ , создающего метеор нулевой визуальной величины. Эти значения с учетом экранировочного множителя, равного 0,5 для произвольно ориентированной относительно Земли поверхности, используются Уипплом для построения кривой потока фотографических метеоров по данным Хокинса и Аптона [34], который на рис. 5.1 соответствует кривая 4. Уиппл получил

$$\lg I = -1,34 \lg m - 14,48. \quad (5.4)$$

Он предполагает, что эта кривая удовлетворительно описывает зависимость потока от массы вплоть до области данных, полученных с помощью микрофонов.

Хокинс [35], используя те же самые данные относительно фотографических метеоров, получил следующее соотношение:

$$\lg I = -1,34 \lg m - 13,39, \quad (5.5)$$

где поток по-прежнему выражается в  $\text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ . Этой зависимости на рис. 5.1 соответствует кривая 3, полученная с учетом экранировочного множителя, равного 0,5.

В этой схеме метеор нулевой визуальной величины создается метеорным телом с массой  $4,4 \text{ г}$ , движущимся со скоростью  $30 \text{ км/сек}$ . Хокинс полагает, что этот закон верен с точностью до множителя порядка 5, а экстраполяция в область метеорных тел меньшего размера может быть произведена с точностью до множителя порядка 10. Отметим, что значения ординат на этой кривой на порядок выше, чем на кривой Уиппла. Хокинс отмечает, что, согласно предварительным результатам, значения потока, определенные с помощью радиометодов, для метеорных тел с массой более  $4 \cdot 10^{-4} \text{ г}$  получаются на порядок выше, чем на упомянутой кривой.

Левин [36], рассматривая фотографические метеоры, пришел к заключению, что метеорное тело, движущееся со скоростью 40 км/сек, создает метеор нулевой визуальной величины, если его масса составляет 0,09 г в случае отсутствия фрагментации, 0,05 г при наличии фрагментации и 0,009 г при наличии очень сильной фрагментации. Свыше 90% всех проанализированных метеоров до некоторой степени фрагментированы. При таких значениях масс ординаты кривых того же наклона ( $-1,34$ ) были бы по крайней мере на порядок величины ниже, чем на кривой Уиппла. Левин полагает, что все ранее полученные зависимости между потоком и массой, возможно, следует пересмотреть в отношении величины и наклона, чтобы учесть фрагментацию. Эта проблема не возникала бы, если бы все метеорные тела распадались на некоторое число обломков, но в действительности степень фрагментации должна зависеть от размера метеорных тел и их способности к фрагментации.

Заметим, что за последнее время шкала масс изменилась на два порядка величины. Например, Яккиа [37] получил значительные массы 0,15 г для метеора нулевой визуальной величины при скорости 30 км/сек. Прежние оценки были основаны на теоретическом значении коэффициента превращения кинетической энергии в свет. Уиппл [38] получил значение массы 25 г, предполагая, что движение светящегося следа вызвано передачей ему количества движения от метеорного тела, что позволяет вычислить массу, если известна скорость [39]. Последняя оценка Уиппла (1 г) получена при изучении свечения нескольких метеорных тел, образованных из астероидов, и искусственного метеора.

Результаты, полученные при изучении отражений радиоволн от метеоров вплоть до 15-й визуальной величины [40], указывают на несколько новых направлений исследований. Отклонения величины потока от средних значений превышают ожидаемые, если считать, что частицы движутся по независимым орбитам. Можно сделать заключение, что имеется много групп орбит, причем Земля пересекает в среднем 11 таких групп одновременно. Данные обнаруживают обычные сезонные вариации и, по видимому, указывают на то, что поток частиц малой массы в действительности выше потока, полученного при экстраполяции. Напомним, что значения потоков, полученные с помощью спутников, обнаруживают большие вариации, а кривая зависимости потока от массы спадает более круто.

#### 5.4. Косвенные методы определения потока метеорных тел

Информация о полной массе метеорного вещества, выпадающего на Землю, получена при изучении глубоководных отложений и пыли, собранной в ненаселенных районах [41]. В процессе

прохождения через атмосферу большинство метеорных тел уменьшается в размерах до пылинок, пока они достигают поверхности Земли. Среднее содержание никеля в метеоритах около 2,5%. Это гораздо больше, чем содержание никеля в земной пыли и отложениях, что дает возможность определить массу метеорного вещества, выпадающего на Землю. Последние данные указывают, что аккреция составляет около  $5 \cdot 10^6$  т в год для всей Земли, или  $3 \cdot 10^{-14}$  г/см<sup>2</sup>·сек. Если распределение частиц по размерам такое, как дают радиометоды, то большая часть метеорного вещества приходится на малые метеорные тела. Эти результаты согласуются с данными спутниковых исследований [24]. Другие данные [42, 43] также удовлетворительно согласуются с этими результатами. Этот метод не дает информации о распределении первичных частиц по размерам или о короткопериодных вариациях, но может обнаруживать большие флуктуации в течение длительных периодов времени. Приведенные численные значения, по-видимому, верны с точностью до двух порядков величины.

Больше информации о метеорном веществе дает изучение зодиакального света и компоненты  $F$  солнечной короны. Этот метод показывает, что пыль концентрируется в плоскости эклиптики и простирается в направлении к Солнцу. Он также дает возможность получить распределение частиц по размерам; это распределение можно представить функцией радиуса частиц, с показателем степени, меняющимся от  $-2$  до  $-5$ . Абсолютные значения потока метеорного вещества, полученные из этих наблюдений, отличаются на несколько порядков величины в зависимости от различных допущений, которые делаются при расчетах. Для частиц размером свыше нескольких микрон в межпланетном пространстве вблизи орбиты Земли Бирд [44] получил концентрацию  $10^{-15}$  см<sup>-3</sup>. Распределение частиц обратно пропорционально их радиусу в степени  $7/2$  и обратно пропорционально расстоянию от Солнца в степени  $3/2$ . На рис. 5.1 в качестве примера изображены зависимости потока частиц от их массы, полученные Бирдом, Ингэмом и Ван де Хюлстом (кривые 7, 6 и 5 соответственно). Данные по изучению света, рассеянного пылью, довольно неопределенны. Бирд предполагает, что свет, рассеянный микрометеорной пылью, не поляризован, хотя недавно было показано, что рассеяние пылинками может вносить существенный вклад в наблюдаемую поляризацию [47]. Существуют и другие эффекты, связанные с рассеянием света, которые следует исключить при изучении рассеяния пылинками. После этого остается преодолеть вычислительные трудности с помощью различных приближений и предположений для того,

чтобы получить пространственное распределение частиц, их плотность и распределение по размерам.

Четыре упомянутых выше метода дают значение потока метеорного вещества вблизи Земли с неточностью до  $10^4$ . Такая большая неопределенность возникает вследствие недостатка экспериментальных данных, неполного понимания различных явлений и флуктуаций потока метеорного вещества. На расстоянии нескольких земных радиусов значение потока частиц еще более неопределенно. По-видимому, существует много незарегистрированных метеорных потоков, пересекающих земную орбиту, которые иногда вызывают значительные усиления потока.

### 5.5. Метеорные дожди

Метеорные дожди представляют собой явление, имеющее тенденцию к ежегодному повторению. По-видимому, рои метеорных тел движутся в пространстве приблизительно по орбитам старых комет. В большинстве случаев метеорное вещество «размазано» по всей орбите, хотя и неравномерно. Если его орбита пересекается с земной, то метеорный дождь возникает каждый раз, когда Земля проходит через орбиту метеорного вещества (т. е. ежегодно). Если метеорное вещество не размазано по орбите, а сконцентрировано в какой-то части ее, то дожди не должны иметь ежегодной повторяемости; дождь возникнет в момент прохождения Земли через его орбиту только в том случае, если метеорное вещество окажется в этом месте орбиты. Так как метеорные тела какой-либо группы движутся по параллельным траекториям, то кажется, что все они приходят из одной и той же точки небесной сферы, называемой радиантом. Положение радианта на небесной сфере можно задать в экваториальных координатах (прямое восхождение и склонение данной точки на небесной сфере).

Метеорные дожди наблюдаются как визуальным, так и радиолокационным методами. Во время метеорного дождя поток метеорного вещества может возрасти. Имеются прямые данные, полученные с помощью спутников, о том, что поток Леонид содержит мельчайшие метеорные частицы [48]. Датчики Авангарда 3 в течение нескольких дней регистрировали высокие скорости столкновений, на два порядка превосходящие обычные значения; за короткое время наблюдались флуктуации на порядок величины. Частицы столь малых размеров не могли бы оставаться в потоке даже в течение одного периода; они могли бы испускаться во время прохождения перигея, а далее разрушаться при прохождении через границу земной атмосферы до столкновения со спутником. Как показывает анализ радио- и фото-

графических метеоров [49], в некоторых потоках обнаруживается меньше частиц малых размеров по отношению к спорадическому фону. Этого следствия эффектов дисперсии, которые обсуждались выше, следует ожидать для старых потоков. С другой стороны, как показывает изучение фрагментации, некоторые потоки состоят из вещества малой прочности, которое может разрушаться вблизи перигея и пополнять поток микро-частиц.

Таблица 5.1

## Метеорные потоки

Поток	Даты максимума	Пределы	Координаты		Скорость, км/сек	Максимальное число радиант в час
			прямое восхождение $\alpha$	склонение $\delta$		
Квадрантиды	3 янв.	1—4 янв.	230°	+48°	42,7	95
Виргиниды	13 марта	5—21 марта	183	+4	30,8	< 5
Лириды	21 апр.	20—23 апр.	270	+33	48,4	11
$\eta$ -Аквариды	4 мая	2—6 мая	336	+0	64	15
Дневные Ариетиды	8 июля	29 мая — 18 июня	44	+23	39	66
Дневные $\zeta$ -Персеиды	9 июля	1—16 июня	62	+23	29	42
Сагиттариды	11 июля		304	-35		30
Дневные $\beta$ -Тауриды	30 июля	24 июля — 6 июля	86	+19	32	27
Фенициды	14 июля		32	-48		30
Южн. $\delta$ -Аквариды	30 июля	21 июля — 15 авг.	339	-17	43,0	} 34
Сев. $\delta$ -Аквариды		14 июля — 19 авг.	339	-5	42,3	
Южн. $\iota$ -Аквариды		16 июля — 25 авг.	338	-14	35,8	
Сев. $\iota$ -Аквариды		16 июля — 25 авг.	331	-5	31,2	
$\alpha$ -Каприкорниды	1 авг.	17 июля — 21 авг.	309	-10	25,5	10
Персеиды	12 авг.	29 июля — 17 авг.	46	+58	60,4	49
$\chi$ -Цигиниды		19—22 авг.	289	+56	26,6	< 5
Дракониды	10 окт.	10 окт.	264	+54	23,1	} Пернод
Ориониды	22 окт.	18—26 окт.	94	+16	66,5	
Южн. Тауриды	1 нояб.	15 сент. — 15 дек.	51	+14	30,2	} < 15
Сев. Тауриды	10 нояб.	17 окт. — 2 дек.	52	+21	31,3	
Андромедиды	7 нояб.	7 нояб.	22	+27	21,3	< 5
Леониды	17 нояб.	14—20 нояб.	152	+22	72,0	< 10
Пуппиды/Велайды	6 дек.	1—9 дек.	140	-50		50
Геминиды	14 дек.	7—15 дек.	113	+32	36,5	80
$\chi$ -Ориониды		9—14 дек.	87	+21	30,6	
Моноцеротиды		13—15 дек.	103	+8	44,0	
Урсиды	22 дек.	17—24 дек.	206	+80	35,2	13

Перечень метеорных потоков, которые приводят к появлению метеорных дождей, дан в табл. 5.1. В этой таблице приведены также времена появления метеорных дождей, положения радиантов, скорости метеорных тел относительно Земли и максимальная частота появления радиоэхо от метеоров для наиболее интенсивных метеорных дождей [50—52]. Для сравнения укажем, что частота появления спорадических метеоров составляет 10 в час. Имеется также много других потоков, орбиты которых не пересекают орбиту Земли.

### 5.6. Проникающая способность

На сегодняшний день мы не располагаем достаточной информацией, чтобы надежно оценить метеорную опасность при космических полетах. Воздействие метеорных частиц с массой менее  $10^{-7}$  г сводится в основном к эрозии оптических поверхностей, солнечных элементов и т. п. Метеорные частицы с массой в интервале от  $10^{-7}$  до  $10^{-4}$  г как по размерам, так и по частоте появления, по-видимому, представляют опасность для космических ракет. Пробои в баках для горючего или кабинах могут привести к катастрофе. Данных о проникающей способности частиц гораздо меньших масс очень мало. Площадь покрытия и времена экспозиции, которые требуются для непосредственного получения этой информации, очень велики, и поэтому гораздо надежнее исходить из лабораторных и теоретических исследований. При лабораторном моделировании нельзя достичь столь высоких скоростей. Трудно разогнать до метеорных скоростей вещество малой плотности и малой прочности, напоминающее метеорные осколки. Для оценки правильности различных теорий, описывающих явление удара, нужны эксперименты при более высоких скоростях. Задача оценки метеорной опасности усложняется недостатком наших знаний о распределении скоростей, структуре и плотности вещества, из которого состоят метеорные тела в космическом пространстве.

Уиппл [33] на основании имеющихся экспериментальных данных построил кривую вероятности проникновения. На рис. 5.2 приводится среднее время между пробоями в зависимости от толщины слоя алюминия (для стали эти интервалы времени примерно в 10 раз больше). На основании недавно полученных экспериментальных данных о столкновениях при очень высоких скоростях Уиппл [38] снизил свою прежнюю оценку метеорной опасности приблизительно в 3000 раз. Экстраполяция плотности к меньшим значениям и переход к метеорным

скоростям — операция довольно сомнительная, но Уиппл считает, что неточность ординат полученной кривой не превышает порядка величины. Напомним, что на кривой Хокинса величина потока на порядок выше, чем у Уиппла, но, с другой стороны, экспериментальные данные, полученные на спутнике Эксплорер 16, лучше согласуются с кривой Уиппла «вдали от Земли» на рис. 5.2.

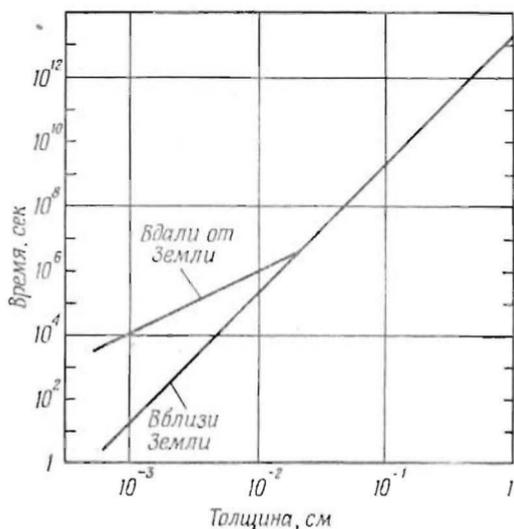


Рис. 5.2. Средний промежуток времени между пробоями в зависимости от толщины листа алюминия площадью  $1 \text{ м}^2$  [33]. Средняя плотность метеорных тел принималась равной  $0,44 \text{ г/см}^3$ .

Изменение потока метеорного вещества с расстоянием от Земли изучено недостаточно, но большинство данных свидетельствует о том, что метеорная опасность значительно уменьшается вдали от Земли (исключение составляют окрестности Луны). Относительно концентрации метеорного вещества вблизи других планет можно лишь делать предположения, и они будут зависеть от того, имеются ли у планет естественные спутники. По мере приближения к Солнцу относительная скорость и концентрация частиц возрастают. Усиление метеорной опасности ожидается также вблизи пояса астероидов. Наконец, опасность для космических полетов может быть вызвана самим человеком; примером может служить создание в космосе пояса из металлических иголок [53].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Robertson H. P., Dynamical effects of radiation in the solar system, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **97**, 423—438 (1937).
2. Harwit M., Origins of the zodiacal dust cloud, *J. Geophys. Res.*, **68**, 2171—2180 (1963).
3. Wyatt S. P., Whipple F. L., The Poynting-Robertson effect on meteor orbits, *Astrophys. J.*, **111**, 134—141 (1950).
4. Whipple F. L., A comet model, III. The zodiacal light, *Astrophys. J.*, **121**, 750—770 (1955).
5. Wehner G. K., KenKnight C. E., Rosenberg D. L., Sputtering rates under solar-wind bombardment, *Planet. Space Sci.*, **11**, 885—895 (1963).
6. Jacchia L. G., Meteors, meteorites and comets, interrelations, *The Moon, Meteorites and Comets*, eds. B. M. Middlehurst and G. P. Kuiper, University of Chicago Press, 1963, p. 774—798.
7. Singer S. F., Effects of nongravitational forces on zodiacal dust (Abstract), *J. Geophys. Res.*, **67**, 3599 (1962).
8. de Jager C., The capture of zodiacal dust by the Earth, *Mémoires de la Société Royale des Sciences de Liège*, **15**, 174—182 (1955).
9. Beard D. B., The dust cloud about the Earth, *Nature*, **191**, 32—33 (1961).
10. Singer S. F., Interplanetary dust near the Earth, *Nature*, **192**, 321—323 (1961).
11. Рускол Е. Л., The origin of the concentration of interplanetary dust about the Earth, *Planet. Space Sci.*, **11**, 311—316 (1963).
12. Мороз В. И., The dust cloud about the Earth, *Planet. Space Sci.*, **11**, 387—394 (1963).
13. Dole S. H., The gravitational concentration of particles in space near the Earth, *Planet. Space Sci.*, **9**, 541—543 (1962).
14. Southworth R. B., On S. H. Dole's paper «The gravitational concentration of particles in space near the Earth», *Planet. Space Sci.*, **11**, 499—503 (1963).
15. Varsavsky C. M., Dynamical limits on a lunar origin for tektites, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **14**, 291—303 (1958).
16. Hibbs A. R., A hypothesis that the surface of the Moon is covered with needle crystals, *Icarus*, **2**, 181—186 (1963).
17. Hapke B., Van Horn H., Photometric studies of complex surfaces, with applications to the Moon, *J. Geophys. Res.*, **68**, 4544—4570 (1963).
18. Gault D. E., Heitowit E. D., Moore H. J., Some observations of hypervelocity impacts with porous media, NASA, Techn. Mem. X-54009; Proceedings, Lunar Surface Materials Conference, Boston, Mass., May 21—23, 1963.
19. Gault D. E., Shoemaker E. M., Moore H. J., Spray ejected from the lunar surface by meteoroid impact, NASA Techn. Note D-1767, 1963.
20. Best G. T., Patterson T. N. L., The capture of small absorbing particles by the solar radiation field, *Planet. Space Sci.*, **9**, 801—809 (1962).
21. Doon B., Sears G. W., Planets and comets, role of crystal growth in their formation, *Science*, **140**, 1208—1211 (1963).
22. Whipple F. L., A comet model; I. The acceleration of comet Encke, *Astrophys. J.*, **111**, 375—394 (1950).
23. Wehner G. K., KenKnight C. E., Rosenberg D. L., Modification of the lunar surface by the solar-wind bombardment, *Planet. Space Sci.*, **11**, 1257—1261 (1963).
24. McCracken C. W., Alexander W. M., Dubin M., Direct measurements of interplanetary dust particles in the vicinity of Earth, *Nature*, **192**, 441—442 (1961).

25. Dubin M., McCracken C. W., Measurements of distributions of interplanetary dust, *Astron. J.*, **67**, 248—256 (1962).
26. Назарова Т. Н., The investigation of meteoric dust by means of rockets and artificial Earth satellites, *Planet. Space Sci.*, **11**, 305—309 (1963).
27. Alexander W. M., The mission of Mariner II, preliminary observations, cosmic dust, *Science*, **138**, 1098 (1962).
28. Whipple F. L., The dust cloud about the Earth, *Nature*, **189**, 127—128 (1961).
29. Hibbs A. R., The distribution of micrometeorites near the Earth, *J. Geophys. Res.*, **66**, 371—377 (1961).
30. Hemenway C. L., Soberman R. K., Studies of micrometeorites obtained from a recoverable sounding rocket, *Astron. J.*, **67**, 256—266 (1962).
31. Hastings E. C., The Explorer XVI micrometeoroid satellite, Suppl. I, Preliminary results for the period Jan. 14, 1963, through March 2, 1963, NASA Techn. Mem X-824, 1963.
32. D'Aiutolo C. T., Review of meteoroid environment based on results from Explorer XIII and Explorer XVI satellites, Fourth International Space Sciences Symposium of COSPAR, Warsaw, Poland, June 3—12, 1963.
33. Whipple F. L., On meteoroids and penetration, *J. Geophys. Res.*, **68**, 4929—4939 (1963).
34. Hawkins G. S., Upton E. K. L., The influx rate of meteors in the Earth's atmosphere, *Astrophys. J.*, **128**, 727—735 (1958).
35. Hawkins G. S., The meteor population, Res. Rep. № 3, The Harvard Radio Meteor Project, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, Mass., 1963.
36. Левин Б. Ю., Фрагментация метеорных тел, *Астрон. ж.*, **7**, 234—242 (1963).
37. Jaccchia L. G., Harvard. Coll. Observatory Reprint Ser. II, № 26 (см. Whipple F. L., Hawkins G. S., 1959, *Meteors*, *Handbuch der Physik*, Bd. 52, 1948, S. 519—564).
38. Whipple F. L., The meteoritic risk to space vehicles, eds. M. Alperin and M. Stern, *Vistas in Astronautics*, Pergamon Press, London, 1950, p. 115—124.
39. Cook A. F., Whipple F. L., 1958 (не опубликовано). См. также Whipple F. L., Hawkins G. S., *Meteors*, *Handbuch der Physik*, Bd. 52, 1959, S. 519—564; Hawkins G. S., Upton E. K. L., The influx rate of meteors in the Earth's atmosphere, *Astrophys. J.*, **128**, 727—735 (1958).
40. Gallagher P. B., Eshleman V. R., «Sporadic shower» properties of very small meteors, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1846—1847 (1960).
41. Petterson H., Cosmic spherules and meteoritic dust, *Scientific Amer.*, **202**, № 2, 123—132 (1960).
42. Crozier W. D., Five Years of continuous collection of black, magnetic spherules from the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **67**, 2543—2548 (1962).
43. Thiel E., Schmidt R. A., Spherules from the Antractic ice cap, *J. Geophys. Res.*, **66**, 307—310 (1961).
44. Beard D. B., Interplanetary dust distribution, *Astrophys. J.*, **129**, 496—506 (1959).
45. Ingham M. F., Observations of the zodiacal light from a very high altitude station; IV. The nature and distribution of the interplanetary dust, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, **122**, 157—176 (1961).
46. Van de Hulst H. C., Zodiacal light in the solar corona, *Astrophys. J.*, **105**, 471—488 (1947).
47. Geise R. H., Light scattering by small particles and models of interplanetary matter derived from the zodiacal light, *Space Sci. Rev.*, **1**, 589—611 (1963).

48. Alexander W. M., McCracken C. W., LaGow H. E., Interplanetary dust particles of micron-size probably associated with the Leonid meteor stream, *J. Geophys. Res.*, **66**, 3970—3973 (1961).
49. Kaiser T. R., Meteors and the abundance of interplanetary matter, *Space Sci. Rev.*, **1**, 554—575 (1963).
50. McIntosh R. A., An index to southern meteor showers, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, **95**, 709—718 (1935).
51. Weiss A. A., Radio-echo observations of southern hemisphere meteor shower activity, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, **120**, 387—403 (1960).
52. Whipple F. L., Hawkins G. S., Meteors, *Handbuch der Physik*, Bd. 52, 1959, S. 519—564.
53. Morrow W. E., McLellan D. C., Properties of orbiting dipole belts, *Astron. J.*, **66**, 107—113 (1961).

# 6.

## Радишумы

К. С. КQ\*

### 6.1. Введение

Шум можно определить как какой-либо случайный сигнал, наложение которого мешает выделению полезного сигнала. Шумы возникают спонтанно в любой измерительной системе или приборе. Наличие разного рода шумов должно ограничивать минимальный уровень полезного сигнала, который может быть удовлетворительно выделен. Шумы в различных радиоприемных устройствах могут иметь разные источники и физическую природу. В табл. 6.1 перечислено большинство источников

Таблица 6.1

Основные источники шумов

Внешние шумы	Внутренние шумы
Атмосферные электрические помехи	Тепловые шумы
Тепловое радиоизлучение земли, атмосферы и ионосферы	Дробовой эффект
УНЧ-радиоизлучение	Шум мерцания
Космическое радиоизлучение	Шумы в полупроводниках
Радиоизлучение Луны и планет	
Радиоизлучение Солнца	
Искусственные шумы и помехи	

радишумов и дана их классификация в соответствии с тем, являются ли они внешними или внутренними по отношению к приемнику и приемной антенне.

\* Radio Observatory, Department of Electrical Engineering, Ohio State Univ., Columbus, Ohio.

Внешние радишумы могут возникать на земле, в верхней атмосфере и космическом пространстве. Космическое излучение может проникать через верхнюю атмосферу Земли, которая прозрачна для радиоволн в широком диапазоне частот: примерно от 5 до 30 000 Мгц. Радиосигналы с частотой выше 30 000 Мгц поглощаются молекулами земной атмосферы, а сигналы с частотой ниже 5 Мгц отражаются от ионосферы.

Наблюдаемая интенсивность шумов от источников, перечисленных в табл. 6.1, в значительной степени зависит от частоты, а в некоторых случаях и от взаимного положения приемника и источника шума. Поэтому для оценки относительного вклада различных источников в шум приемного устройства необходимо исследовать частоту приема, траекторию распространения сигнала и геометрические характеристики приемного устройства.

В отсутствие шума сигнал, как бы он ни был слаб, можно усилить без искажения до нужной мощности на выходе. Таким образом, фактором, определяющим получение предельной чувствительности системы связи, является шум. Однако часть шумов внешнего происхождения (например, космическое и солнечное радиоизлучение, излучение в диапазоне УНЧ) является ценным источником астрономических данных. На основе тщательного исследования и анализа этих видов излучения молодая наука радиоастрономия накопила за последнее десятилетие много новых сведений о вселенной. До недавних пор радиоастрономические наблюдения производились исключительно с земной поверхности и поэтому были ограничены частотной полосой радиоокна в земной атмосфере. Однако после того, как начались запуски высотных ракет, искусственных спутников и космических ракет, ограничения, связанные с радиоокном, стали постепенно отпадать. Благодаря запускам ракет и спутников с радиотелескопами на борту сейчас стало возможным наблюдение радиоизлучения за пределами полосы частот атмосферного радиоокна.

В качестве меры интенсивности различных источников шума удобно использовать величину эквивалентной температуры. Мощность шума в сопротивлении при температуре  $T^{\circ}\text{K}$  в полосе частот  $\Delta f$  дается соотношением

$$P = kT \Delta f, \quad (6.1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана. Таким образом, уровень собственных шумов приемника может быть представлен его эквивалентной шумовой температурой

$$T_R = \frac{P}{k \Delta f}, \quad (6.2)$$

где  $P$  — мощность собственных шумов приемника.

Аналогично, мощность шумов антенны, вызванных внешними источниками, может быть выражена через температуру эквивалентного сопротивления, мощность шумов которого равна мощности шумов антенны. Эту величину часто называют *температурой антенны*  $T_A$ . Тепловое излучение черного тела в радиодиапазоне подчиняется закону Релея — Джинса, и интенсивность этого излучения пропорциональна температуре тела. Таким образом,

$$B = \frac{2kT}{\lambda^2}, \quad (6.3)$$

где  $B$  — интенсивность, или яркость, излучения и  $\lambda$  — длина волны. Поэтому интенсивность шумов внешнего происхождения можно выразить через эквивалентную температуру черного тела, дающего такую же интенсивность шумов, что и рассматриваемый внешний источник. Эта величина часто называется *яркостной температурой источника*. Если антенна с эффективной площадью  $A(\theta, \varphi)$  в направлении  $(\theta, \varphi)$  окружена хаотически поляризованными источниками шума с яркостной температурой  $T_B(\theta, \varphi)$ , то температура антенны  $T_A$  может быть вычислена по формуле:

$$T_A = \frac{1}{\lambda^2} \int \int_{4\pi} A(\theta, \varphi) T_B(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (6.4)$$

Тогда полный шум приемной системы можно выразить через сумму двух температур  $T_A + T_B$ ; эту величину иногда называют *эффективной шумовой температурой системы*.

Понятием эффективной температуры особенно удобно пользоваться при исследовании и сравнении электрических и электромагнитных помех, а также при анализе систем связи с низким уровнем шумов. Применение понятия эффективности температуры в современной радиотехнике подробно рассмотрено в работе Ко [1].

## 6.2. Атмосферные электрические помехи

Атмосферные помехи создаются естественными электрическими возмущениями и, как правило, состоят из коротких случайно распределенных импульсов, налагающихся на основной фон. Распространение этих возмущений сильно зависит от электродинамических условий в ионосфере. Поэтому интенсивность вызванных ими помех сильно зависит от частоты, времени суток, времени года, географического положения, погоды. Кричлоу и др. [2] получили весьма полезные данные о планетарных значениях ожидаемого среднего уровня атмосферных помех.

Интенсивность атмосферных помех быстро падает с частотой и обычно незначительна на высоких частотах. На частотах ниже 15 *Мгц* атмосферные помехи являются основным источником внешних шумов для приемных систем, находящихся на поверхности Земли. Поскольку ионосфера препятствует распространению атмосферных помех наружу, они становятся несущественными для приемной аппаратуры, установленной на спутниках и космических ракетах.

### 6.3. Тепловое радиоизлучение атмосферы

Согласно закону Кирхгофа, при тепловом равновесии тело излучает столько же энергии, сколько поглощает. Таким образом, земная атмосфера является источником теплового радиоизлучения, поскольку она поглощает радиоволны на частотах выше 30 000 *Мгц*. Интенсивность теплового излучения пропорциональна длине пройденного пути, поэтому интенсивность максимальна по горизонтальному лучу зрения и минимальна в направлении на зенит. В полосе от 1000 до 10 000 *Мгц*, в которой работает большинство систем космической связи, эффективная шумовая температура возрастает от 3 до 100° К при изменении зенитного расстояния от 0 до 90°. Как показывает рис. 6.1, интенсивность заметно меняется и с частотой. Миллиметровые волны поглощаются главным образом водяным паром и кислородом атмосферы. Для оценки теплового радиоизлучения атмосферы сейчас имеются как теоретические, так и экспериментальные данные [3].

Тепловое радиоизлучение атмосферы дает существенный вклад в пороговый уровень шумов на частотах выше 5000 *Мгц*, если сигнал проходит через атмосферу (например, при радиосвязи Земля — спутник или при наземных радиоастрономических наблюдениях).

### 6.4. Тепловое излучение ионосферы

Земная ионосфера также является источником теплового излучения благодаря поглощению солнечной радиации областями, расположенными в основном ниже слоя *E*. Интенсивность теплового излучения ионосферы соответствует эффективной яркостной температуре около 300° К на частоте 2 *Мгц* и очень быстро спадает с частотой, становясь пренебрежимо малой на частотах выше 50 *Мгц*. Однако интенсивность излучения на частотах ниже 50 *Мгц* очень мала по сравнению с космическим радиоизлучением и атмосферными помехами, поэтому ею можно пренебречь при оценке полного уровня шумов приемной

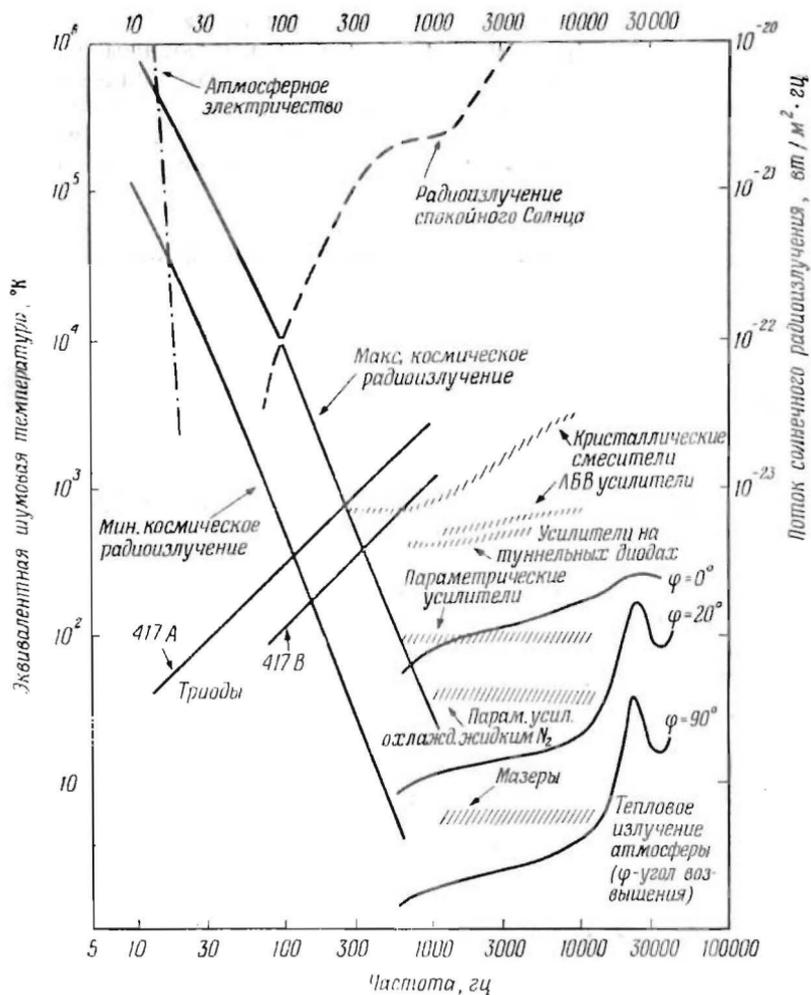


Рис. 6.1. Сравнительная интенсивность основных источников радиощума как функция частоты. Интенсивность выражена в градусах эквивалентной шумовой температуры. Интенсивность радионизлучения спокойного Солнца выражена в единицах плотности потока.

системы. Непосредственное определение теплового излучения ионосферы было выполнено при очень низком уровне атмосферных электрических помех [4]. Такого рода измерения можно использовать как источник данных о температуре в поглощающих слоях атмосферы.

### 6.5. Излучение в диапазоне УНЧ

Радиоволны в диапазоне от 1 до 20 *гц* генерируются в земной экзосфере и распространяются вдоль силовых линий геомагнитного поля подобно свистящим атмосферикам [5, 6]. В отличие от атмосфериков, вызванных грозовыми разрядами в нижней атмосфере, УНЧ-излучение возбуждается в экзосфере корпускулярными потоками и космическими лучами высоких энергий. Эти частицы могут захватываться магнитным полем, тогда они будут колебаться между точками отражения. Движущиеся электроны могут испускать радиоволны в результате действия циклотронного механизма или механизма излучения в лампе бегущей волны. Полоса частот излучения зависит от локального значения электронной концентрации в экзосфере, локальной напряженности магнитного поля и скорости частицы. Наблюдаются два типа излучения на ультранизких частотах: дискретное излучение вблизи 1 *кгц* длительностью в несколько секунд и непрерывное излучение в широкой полосе частот, длящееся несколько часов. Появление УНЧ-излучения коррелирует с магнитными возмущениями и появлением солнечных корпускулярных потоков в окрестности Земли. Поэтому исследование УНЧ-излучения дает новый метод изучения динамических характеристик заряженных частиц в экзосфере.

### 6.6. Космическое радиоизлучение

Космическое радиоизлучение является естественным излучением внеземного происхождения в радиодиапазоне. Такого рода излучение впервые обнаружил Карл Янский в 1932 г. при исследовании направления распространения атмосферных помех на частоте 20,5 *Мгц*. Поскольку астрономические сведения до этого черпались из оптических наблюдений, обнаружение космического радиоизлучения открыло совершенно новые возможности исследования вселенной. Космическое радиоизлучение состоит из непрерывного излучения практически во всем радиодиапазоне и монохроматического излучения в очень узкой линии вблизи 1420 *Мгц*. Наблюдения непрерывного излучения сейчас проводятся в диапазоне от 0,5 до 30 000 *Мгц*. До недавнего времени из-за ионосферного обрезания наземные наблюдения

можно было проводить лишь при исключительно благоприятном состоянии ионосферы [7]. В последнее же время приемники, установленные на космических ракетах и спутниках, позволили получить сведения об излучении на частотах ниже критической частоты ионосферы [8, 9]. Эквивалентная яркостная температура космического радиоизлучения убывает прямо пропорционально  $n$ -й степени частоты, где  $n$  является *спектральным показателем*. Как видно из рис. 6.1, показатель  $n$  приблизительно равен 2,7.

Распределение космического радиоизлучения по небесной сфере позволяет подразделить его на две группы: 1) излучение дискретных источников (так называемые радиозвезды) и 2) космический фон (излучение, не разрешимое на дискретные источники). Космический фон обнаруживает сильную концентрацию к галактическому экватору и отчасти в направлении галактического центра. Было составлено множество карт изофот радиоизлучения неба на различных частотах; обзор наиболее надежных из этих данных был составлен Ко [10]. На рис. 6.2 в качестве примера приведена такая карта радиоизлучения неба на частоте 250 *Мгц*.

Непрерывное излучение может быть обусловлено по крайней мере двумя различными механизмами: один из них — хорошо известное тепловое излучение (в том числе и тормозное излучение ионизованного межзвездного газа), второй — нетепловое излучение (в частности, синхротронное излучение релятивистских электронов в галактическом магнитном поле). Почти по всему небу на частотах ниже 300 *Мгц* преобладает главным образом нетепловое радиоизлучение. На значительно более высоких частотах тепловая компонента начинает играть главную роль, а интенсивность нетепловой компоненты быстро убывает.

Сейчас известно свыше тысячи дискретных источников радиоизлучения, или радиозвезд. Их угловые размеры колеблются от менее чем нескольких секунд дуги до нескольких десятков градусов. Измеренные плотности потоков заключены в интервале от  $10^{-22}$  до  $10^{-26}$  *вт/м<sup>2</sup> · гц*. Некоторые дискретные источники принадлежат нашей Галактике и были отождествлены с различными оптическими объектами (области H II, остатки сверхновых и т. п.). Однако большинство дискретных радиоисточников относится к внегалактическим объектам; немногие из них были отождествлены с нормальными и неправильными галактиками. Более подробно ознакомиться с вопросами, связанными с космическим радиоизлучением, читатель может по книгам Шкловского [11], а также Стейнберга и Леку [12].

Для наземной приемной станции фон космического радиоизлучения является основным источником шумов в диапазоне

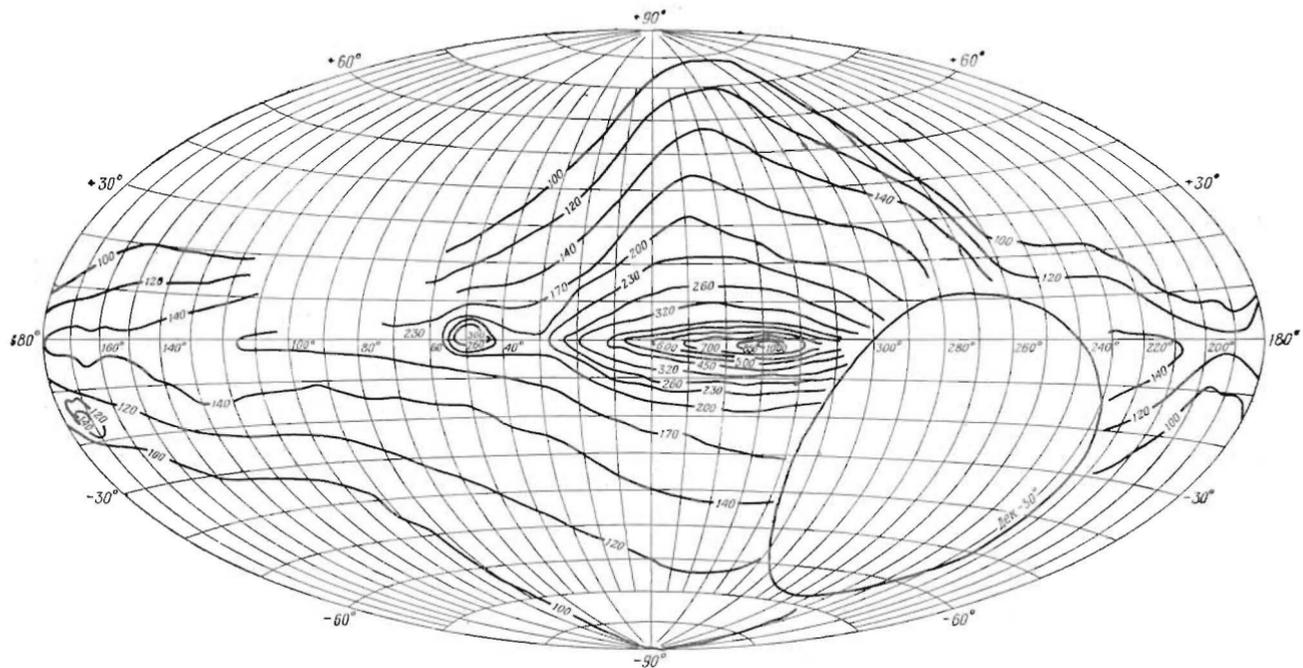


Рис. 6.2. Изолинии космического радиоизлучения на частоте 250 Мгц в галактических координатах. Цифры на изолиниях выражают абсолютную яркостную температуру в °К.

от 50 до 1000 *Мгц*. Однако для приемника, находящегося в космическом пространстве, это излучение служит главным источником внешних шумов во всем радиодиапазоне.

### 6.7. Радиоизлучение Луны и планет

Радиоизлучение Луны и некоторых планет, в том числе Венеры, Марса, Сатурна, Меркурия и Юпитера, достаточно хорошо изучено [13]. Радиоизлучение служит новым источником информации об этих небесных телах и их атмосферах.

Как показывают радионаблюдения Луны, ее яркостная температура немного изменяется в зависимости от фазы; средняя яркостная температура лунного диска составляет около  $210^{\circ}\text{K}$ .

Радиоизлучение планет Венеры, Марса, Сатурна и Меркурия имеет тепловую природу; яркостные температуры их составляют приблизительно 580, 218, 106 и  $400^{\circ}\text{K}$  соответственно. Существенно иной характер имеет радиоизлучение Юпитера — яркостная температура его возрастает от  $150^{\circ}\text{K}$  на частоте 10 000 *Мгц* до  $50\,000^{\circ}\text{K}$  на частоте 400 *Мгц*, что указывает на его нетепловую природу. Излучение на частоте 900 *Мгц* на 30% линейно поляризовано, причем электрический вектор параллелен экватору планеты. Другой тип радиоизлучения Юпитера наблюдается на более низких частотах — около 20 *Мгц*; оно имеет характер спорадических всплесков.

Поскольку плотность потока радиоизлучения планет мала, оно не является существенным фактором при расчете систем космической радиосвязи. Однако при проектировании аппаратуры космических кораблей, предназначенных для полетов в окрестности Луны и планет, необходимо учитывать помехи, вызванные радиоизлучением этих небесных тел.

### 6.8. Радиоизлучение Солнца

Радиоизлучение Солнца систематически изучалось начиная с 1946 г., и эти исследования внесли существенный вклад в наши представления о физическом состоянии и крупномасштабной структуре солнечной короны и хромосферы.

В оптическом диапазоне, где Солнце излучает основную долю энергии, полная мощность излучения меняется очень слабо, не более чем на 1—2%. Радиоизлучение, напротив, подвержено очень сильным изменениям; его интенсивность часто возрастает на несколько порядков по сравнению с невозмущенным значением. Удобно подразделить солнечное радиоизлучение на две компоненты: слабое и сравнительно постоянное излучение невозмущенного (спокойного) Солнца и переменную компоненту —

излучение возмущенного Солнца. Переменная компонента в свою очередь может быть подразделена на долгопериодическую (периоды — сутки, недели и месяцы) и быстро меняющуюся компоненту, которая характеризуется всплесками длительностью в секунды, минуты и часы.

Считается, что радиоизлучение спокойного Солнца имеет тепловую природу. Яркостная температура видимого диска спокойного Солнца в сантиметровом диапазоне составляет около

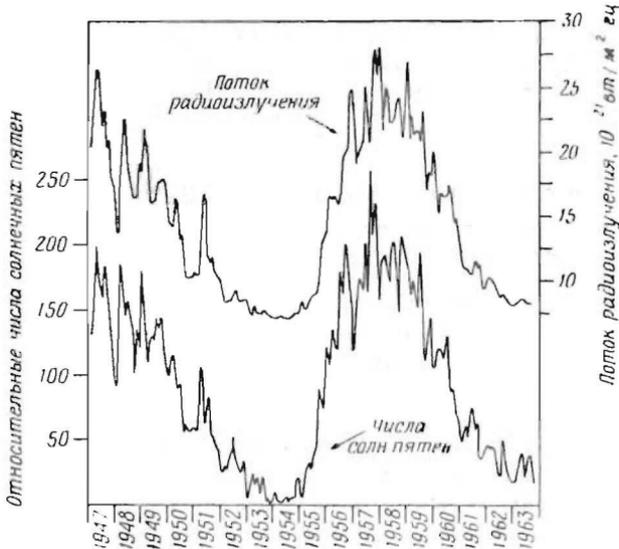


Рис. 6.3. Средние месячные значения потока солнечного радиоизлучения на волне 10,7 см, полученные Национальным исследовательским советом в Ковингтоне, Канада, и месячные значения Цюрихских относительных чисел солнечных пятен с 1947 по 1963 г.

$3 \cdot 10^4$ °К и возрастает с длиной волны до  $\sim 10^6$ °К на метровых волнах. Такое изменение температуры вызвано тем, что более длинные волны генерируются в более высоких и горячих слоях солнечной атмосферы. Солнце редко бывает совершенно спокойным в радиодиапазоне из-за присутствия медленно меняющейся компоненты радиоизлучения. Эта компонента имеет тепловую природу и генерируется в активных областях солнечной поверхности, содержащих факельные поля и пятна. Излучение достаточно стабильно, длится сутки, недели и даже месяцы и наиболее заметно на сантиметровых и дециметровых волнах. В течение цикла солнечной активности эта компонента хорошо коррелирует с числом солнечных пятен, и в максимуме

активности ее интенсивность может в несколько раз превышать интенсивность радиоизлучения спокойного Солнца. На рис. 6.3 приведены средние месячные значения потока солнечного радиоизлучения на волне  $10,7 \text{ см}$ , а также относительные числа солнечных пятен. Известно, что существует тесная корреляция между величиной потока солнечного радиоизлучения в сантиметровом диапазоне и состоянием ионосферного слоя  $E$ .

Быстро меняющаяся компонента солнечного радиоизлучения состоит из коротких всплесков излучения и связывается с солнечными вспышками. Всплески солнечного радиоизлучения наблюдаются в широком диапазоне длин волн от менее  $1 \text{ см}$  ( $30\,000 \text{ Мгц}$ ) до  $\sim 50 \text{ м}$  ( $\sim 6 \text{ Мгц}$ ). Всплески радиоизлучения

Таблица 6.2

## Характеристика основных типов всплесков солнечного радиоизлучения

Тип	Описание
I	Шумовые бури, состоящие из очень многочисленных всплесков малой длительности (несколько секунд). Длительность бури — от нескольких часов до нескольких суток. Диапазон метровый, поляризация только круговая
II	Медленно дрейфующие всплески. Излучение в широкой полосе (до $50 \text{ Мгц}$ ), медленно дрейфующее от высоких частот к низким (скорость дрейфа около $20 \text{ Мгц/мин}$ ). Длительность от 5 до 30 мин. Диапазон метровый и дециметровый, поляризация обычно отсутствует
III	Быстро дрейфующие всплески. Излучение в узкой полосе (около $5 \text{ Мгц}$ ), быстро дрейфующее от высоких частот к низким (скорость дрейфа около $20 \text{ Мгц/сек}$ ). Длительность отдельного всплеска до 10 сек. Диапазон метровый и дециметровый, поляризация обычно отсутствует
IV	Продолжительное непрерывное излучение высокой интенсивности. Длительность от 10 мин до нескольких часов. Диапазон метровый, дециметровый и сантиметровый. Часто наблюдается круговая поляризация. Тесная связь с испусканием солнечных протонов
V	Непрерывное излучение в широкой полосе. Длительность несколько минут. Появляется только на метровых волнах. Иногда наблюдается круговая поляризация

в дециметровом диапазоне и в метровом диапазоне имеют существенно противоположные характеристики. Всплески в метровом диапазоне обычно слабы и непродолжительны, а всплески на метровых волнах интенсивны и весьма разнообразны. Всплески солнечного радиоизлучения были подразделены на пять типов в соответствии с частотными и временными характеристиками (см. табл. 6.2). Всплески солнечного радиоизлучения очень интенсивны, особенно в метровом диапазоне. Эффективная температура диска изменяется от тысячи до миллиона раз по сравнению со значением, характерным для спокойного Солнца. Более детальные сведения о природе и механизмах солнечного радиоизлучения читатель может найти в книге Стейнберга и Леку [12], а также Уайлда и др. [14].

Влияние солнечного радиоизлучения на чувствительность приемника обычно не слишком велико, поскольку угловые размеры Солнца сравнительно малы. Однако радиоизлучение Солнца может создавать серьезные помехи для больших антенн, направленных в сторону Солнца. Шумовая температура антенны, обусловленная солнечным радиоизлучением, может быть вычислена по формуле  $T_A = SA/2k$ , где  $S$  — плотность потока солнечного радиоизлучения,  $A$  — эффективная площадь антенны,  $k$  — постоянная Больцмана.

### 6.9. Шумы и помехи искусственного происхождения

Помехи, вызванные работой автомобильного зажигания, электрических бритв, люминесцентных ламп, бытовых электроприборов, линий электропередач, промышленных установок и т. п. являются примерами искусственных шумов. Интенсивность этих шумов быстро спадает с частотой.

Другим важным источником помех для космической связи и радиотелескопов, который следует рассмотреть, являются радиолокационные установки и другие системы связи. Хотя характер этих помех обычно отличен от случайного шума, их часто относят к шумам. Сейчас на Земле работает огромное количество передатчиков различной мощности, предназначенных для культурных, военных и научных целей и занимающих широкий диапазон частот. Суммарное действие этих установок обуславливает фоновый уровень помех. В общем случае влияние этих помех должно определяться для каждой приемной системы по-разному, поскольку допустимый уровень шумов зависит от типа системы, ее географического положения и т. д.

Для успешной работы систем космической связи и исследования космоса совершенно необходимо международное соглашение о распределении рабочих частот. В 1963 г. Конференция

по космической радиосвязи, созданная Международным союзом радиосвязи, установила полосу шириной в 6076,462 *Мгц* для использования различными космическими службами. 2800 *Мгц* из этой полосы предназначаются для спутников связи наряду с другими подобными службами. Эта полоса занимает 15% всего диапазона радиочастот.

Проблема помех усложняется, если на частоте связи со спутником работают и другие службы. Такое совместное употребление частот становится необходимым, поскольку существующие каналы спутниковой связи уже заняли большие участки спектра. Вопросы изучения помех и выбора частот для космической связи, космических исследований и радиоастрономических экспериментов детально рассмотрены Брауном [16].

### 6.10. Шумы приемника

Шумы приемника относятся к внутренним шумам приемной системы. Эти шумы вызываются различными физическими процессами; в их числе такие хорошо известные процессы, как тепловые шумы, дробовой эффект и шумы в полупроводниках. Шум возникает в различных блоках приемника и часто связывается с шумами смесителя, шумом контура, шумом усилителя и т. п. В обычных приемниках, работающих на электронных лампах и диодных смесителях, полный шум зависит от частоты, как показано на рис. 6.1. Поскольку интенсивность внешнего шума быстро падает с частотой, чувствительность приемника на более низких частотах определяется внешними шумами, а на более высоких — собственными шумами приемника. Однако изобретение и успешная работа многих типов новых усилителей с низким уровнем шумов, таких, как мазеры, параметрические усилители, усилители на туннельных диодах, позволили существенно понизить шумовую температуру приемных систем в дециметровом диапазоне. В реальных приемниках уже достигнуты шумовые температуры менее 20° К. Таким образом, чувствительность современных приемных систем ограничивается внешними помехами.

Шумы в антенне, вызванные внешними источниками (атмосферными и космическими), не поддаются конструктивному снижению. Однако шумы в антенне, связанные с неравномерностью теплового излучения с ее поверхности, можно снизить, улучшая конструкцию. В настоящее время малозумящие антенны уже применяются [15].

Исследование вклада внешних и внутренних помех в шумы приемных систем (см. рис. 6.1) позволяет выбрать диапазон 1000—10 000 *Мгц* как наиболее благоприятный для космической радиосвязи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ко Н. С., Temperature concepts in modern radio, *Microwave J.*, **4**, 60 (1961).
2. Crichlow W. Q., Smith D. F., Morton R. N., Corliss W. R., Worldwide radio noise levels expected in the frequency band 10 Kc to 100 Mc, National Bureau of Standards Circular 557, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C., 1955.
3. Hogg D. C., Mumford W. W., The effective noise temperature of the sky, *Microwave J.*, **3**, 80 (1960).
4. Gardner F. F., Ionosphere thermal radiation at radio frequencies; II. Further observations, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **5**, 298 (1954).
5. Gallet R. M., The very-low-frequency emissions generated in the Earth's exosphere, *Proc. I. R. E.*, **47**, 211 (1959).
6. Ellis G. R. A., The VLF radio emissions from the Earth's outer atmosphere, *Proc. I. R. E. Australia*, **24**, 205 (1963).
7. Reber G., Between the atmospheric, *J. Geophys. Res.*, **63**, 109 (1958).
8. Walsh D., Haddock F. T., Schulte H. F., Cosmic radio intensities at 1.225 and 2.0 Mc/s measured up to an altitude of 1700 km, Fourth International Space Science Symposium, Warsaw, Poland, 1963.
9. Molozzi A. R., Franklin C. A., Tyas J. P. I., Cosmic noise measurements from 1960  $\eta$ 1 at 3.8 Mc/s, *Nature*, **190**, 616 (1961).
10. Ко Н. С., The distribution of cosmic radio background radiation, *Proc. I. R. E.*, **46**, 208—215 (1958).
11. Шкловский И. С., Космическое радиоизлучение, М., Гостехиздат, 1956.
12. Steinberg J. L., Lequeux J., *Radio Astronomy*, McGraw-Hill, New York, 1963. (Русский перевод: Стейнберг Ж., Леку Ж., *Радиоастрономия*, М., ИЛ, 1962.)
13. Mayer C. H., Radio emission of the Moon and planets, ed. G. P. Kuiper, *The Solar System*, Vol. III, University of Chicago Press, 1961, ch. 12. (Русский перевод: Планеты и спутники, под ред. Дж. Койпера и Б. Мидлхёрст, М., ИЛ, 1963, стр. 391.)
14. Wild J. P., Smerd S. F., Weiss A. A., Solar bursts, *Annual Rev. Astron. and Astrophys.* (Annual Rev. Inc., Palo Alto, Calif.), **1**, 291—366 (1963).
15. Ко Н. С., Radio-telescope antennas, ed. R. C. Hansen, *Microwave Scanning Antennas*, Academic Press, New York, 1964.
16. Brown G. M., *Space Radio Communication*, Elsevier Publishing Co., New York, 1962.

# 7.

## Тепловое излучение Земли

Ф. С. ДЖОНСОН\*

### 7.1. Введение

Задача определения потока теплового излучения, испускаемого Землей, сильно усложняется, когда нас интересуют значения потока в различных местах и в разное время. Основная трудность связана с учетом метеорологических факторов, включающих изменения радиационных свойств атмосферы и условий передачи тепловой энергии от одной области пространства в другую. Следовательно, для определения средних значений потока излучения Земли необходимо использовать результаты метеорологических наблюдений теплового баланса Земли. Одно из лучших исследований такого рода было проведено Бауэром и Филиппсом [1, 2]. Здесь будут приведены значения потока, взятые главным образом из их работ.

При изучении теплового баланса Земли необходимо рассмотреть, во-первых, коротковолновое излучение Солнца, падающее на земную атмосферу, и, во-вторых, длинноволновое тепловое излучение Земли, в том числе и атмосферы. В тепловой баланс Земли включается лишь часть падающей солнечной энергии, поскольку существенная доля солнечной энергии отражается Землей обратно.

### 7.2. Распределение солнечного излучения

Задача распределения солнечной энергии является чисто геометрической, однако она довольно сложна. Лист [3] определил значения среднего потока солнечного излучения, падающего на земную атмосферу в зависимости от широты и времени года. Они приводятся в табл. 7.1 для северного полушария. Следует напомнить, что эти значения усреднены по времени за сутки или более. Чтобы получить значения в данный момент времени,

---

\* Southwest Center for Advanced Studies, Dallas

необходимо знать высоту Солнца для данной широты и времени года. Наоборот, используя значение солнечной постоянной и зная зенитное расстояние Солнца, можно получить мгновенное значение падающего потока. В этом случае для определения солнечной постоянной следует учесть время года, т. е. учесть изменение расстояния от Земли до Солнца. Таким путем была составлена табл. 7.1; при этом значения потоков суммировались по времени за сутки.

Таблица 7.1

**Средний поток солнечного излучения, падающий  
на земную атмосферу**

Широта	Средний поток, $вт/см^2$			
	январь	21 марта	июль	23 сентября
0—10°	0,0388	0,0430	0,0402	0,0425
10—20	0,0335	0,0416	0,0438	0,0412
20—30	0,0272	0,0389	0,0460	0,0386
30—40	0,0205	0,0350	0,0473	0,0348
40—50	0,0137	0,0307	0,0478	0,0302
50—60	0,0069	0,0249	0,0475	0,0248
60—90	0,0011	0,0170	0,0500	0,0161

Солнечное излучение, падающее на земную атмосферу, частично поглощается атмосферой и поверхностью Земли, а частично отражается или рассеивается ими. Та часть излучения, которая отражается обратно и рассеивается, носит название альbedo; к сожалению, Бауэр и Филиппс [1] не протабулировали значения потока альbedo. Однако они вычислили среднее значение потока энергии, который поглощается земной атмосферой и поверхностью Земли. Эти данные сведены в табл. 7.2.

Альbedo — это та часть падающего излучения, которая отражается в пространство без поглощения. Среднее значение потока альbedo для данной широты и времени года можно получить, вычитая поглощенный поток (табл. 7.2) из потока, падающего на земную атмосферу (табл. 7.1). Потоки альbedo, полученные таким образом, приведены в табл. 7.3. Как и в табл. 7.1, суточное изменение потока не приводится в явном виде и не протабулировано. Чтобы получить это изменение, необходимо сделать некоторые допущения, например предположить, что поток альbedo пропорционален потоку солнечного излучения, падающего на Землю. В этом случае нужно определить зависимость зенитного расстояния Солнца от времени суток в

Таблица 7.2

## Средний поглощенный поток энергии коротковолнового излучения

Широта	Поток, поглощенный атмосферой, $вт/см^2$				Поток, поглощенный земной поверхностью, $вт/см^2$			
	январь	21 марта	июль	23 сентября	январь	21 марта	июль	23 сентября
0—10°	0,0066	0,0071	0,0077	0,0076	0,0174	0,0193	0,0160	0,0179
10—20	0,0052	0,0062	0,0081	0,0071	0,0165	0,0207	0,0165	0,0168
20—30	0,0039	0,0054	0,0075	0,0060	0,0132	0,0190	0,0205	0,0186
30—40	0,0028	0,0046	0,0069	0,0050	0,0090	0,0158	0,0220	0,0171
40—50	0,0019	0,0038	0,0069	0,0043	0,0052	0,0123	0,0189	0,0130
50—60	0,0009	0,0029	0,0067	0,0036	0,0025	0,0095	0,0168	0,0091
60—90	0,0001	0,0018	0,0078	0,0027	0,0002	0,0047	0,0160	0,0047

рассматриваемом месте в данное время года. Интенсивность солнечного излучения, падающего на единицу площади земной поверхности, пропорциональна косинусу зенитного расстояния Солнца. Кривые зависимости косинуса зенитного расстояния

Таблица 7.3

## Средний поток энергии солнечного коротковолнового излучения, отраженный земной поверхностью и атмосферой

Широта	Средний отраженный поток, $вт/см^2$			
	январь	21 марта	июль	23 сентября
0—10°	0,0150	0,0156	0,0171	0,0165
10—20	0,0123	0,0144	0,0192	0,0165
20—30	0,0116	0,0145	0,0161	0,0143
30—40	0,0101	0,0136	0,0152	0,0129
40—50	0,0075	0,0136	0,0183	0,0124
50—60	0,0043	0,0125	0,0206	0,0170
60—90	0,0017	0,0033	0,0224	0,0024

Солнца от времени суток нужно нормировать так, чтобы площади под кривыми согласовались с теми значениями, которые приведены в табл. 7.3; эти кривые тогда будут изображать суточный ход потока альбедо (при сделанном выше предположении).

Среднегодовое глобальное значение потока альbedo, даваемого табл. 7.3, составляет около 42%; это значение, основанное на работе Бауэра и Филиппса, представляется слишком большим. В недавней работе Фритц [4] нашел, что глобальное значение потока альbedo составляет 35%; это значение было подтверждено работой Хаутона [5], который получил 34%. Усред-

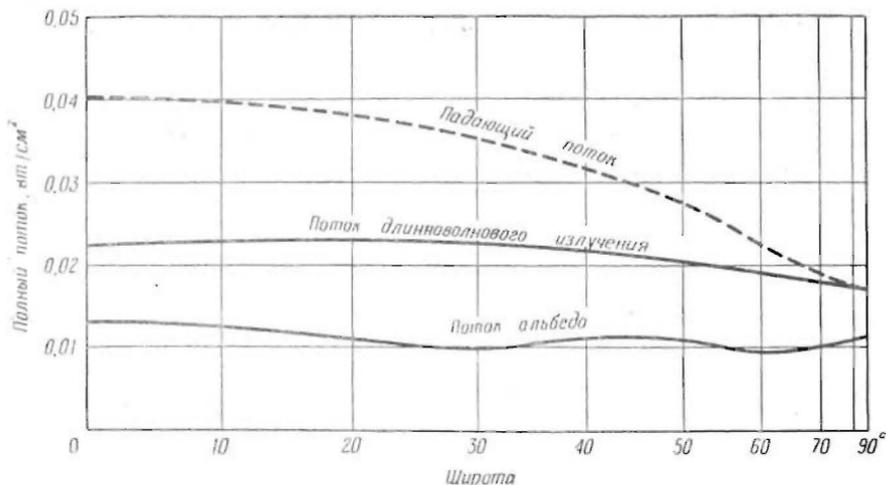


Рис. 7.1. Усредненные за год значения потока альbedo и длинноволнового излучения земли и атмосферы в зависимости от широты. Пунктиром изображен усредненный за год поток энергии солнечного излучения, падающий на атмосферу.

ненные за год значения потока альbedo, согласно Хаутону, показаны на рис. 7.1 в зависимости от широты; там же изображены усредненные за год значения падающего потока на верхней границе атмосферы (о кривой длинноволнового излучения речь пойдет ниже). Хаутон не дает значений для различных времен года, так что для нахождения сезонного хода следует использовать данные Бауэра и Филиппса, приведенные в табл. 7.3. Однако можно считать, что усредненные за год данные Хаутона точнее.

### 7.3. Тепловое излучение Земли

Остающаяся (за вычетом отраженного коротковолнового излучения альbedo) часть излучения земли и атмосферы представляет собой длинноволновое излучение. При рассмотрении полного потока излучения, испускаемого поверхностью Земли и

атмосферой, нет необходимости делать различия между частью излучения, возникающей на земной поверхности, и той частью, которая создается в пределах атмосферы. Значения полного уходящего потока излучения приведены в табл. 7.4 [1]. Эти значения усреднены по времени за сутки или более; хотя предпочтительнее было бы, по-видимому, знать изменение этого потока в течение суток. Но поскольку различия между дневными и ночными значениями невелики, ими можно пренебречь.

Таблица 7.4

**Полный поток длинноволнового излучения,  
испускаемого поверхностью Земли и атмосферой**

Широта	Поток длинноволнового излучения, $вт/см^2$			
	январь	21 марта	июль	23 сентября
0—10°	0,0203	0,0212	0,0209	0,0206
10—20	0,0206	0,0210	0,0210	0,0211
20—30	0,0203	0,0204	0,0213	0,0213
30—40	0,0193	0,0194	0,0216	0,0213
40—50	0,0175	0,0175	0,0202	0,0201
50—60	0,0164	0,0164	0,0195	0,0185
60—90	0,0156	0,0152	0,0189	0,0177

На рис. 7.1 приведены значения потока длинноволнового излучения, усредненные за год [5]. Можно считать, что данные Хаутона относительно потока альбедо точнее, чем у Бауэра и Филиппса, но они не показывают сезонных вариаций, которые можно обнаружить по данным Бауэра и Филиппса.

Все приведенные выше табличные значения, за исключением тех, которые относятся к падающему потоку солнечного излучения, сильно изменчивы. Например, вода, покрывающая большую часть земной поверхности, поглощает более 90% падающего солнечного излучения, когда высота Солнца над горизонтом более 25°. Столь высокое поглощение приводило бы к чрезвычайно низкому значению потока альбедо, если бы небо было ясным, тогда как в случае сильной облачности может быть отражено около половины падающего потока солнечного излучения, так что потоки альбедо в случае большой облачности и при ясном небе различаются в 5 и более раз.

Аналогично, для уходящего потока, излучаемого землей и атмосферой, возможны два крайних случая: сплошная облачность на большой высоте и полное ее отсутствие. В первом слу-

чае излучение будет соответствовать температуре  $-55^{\circ}\text{C}$ , тогда как в последнем случае температура поверхности Земли будет порядка  $+30^{\circ}\text{C}$ .

На рис. 7.2 изображена типичная спектральная плотность (т. е. интенсивность излучения, рассчитанная на единицу площади и на единицу длины волны) для излучения, испускаемого

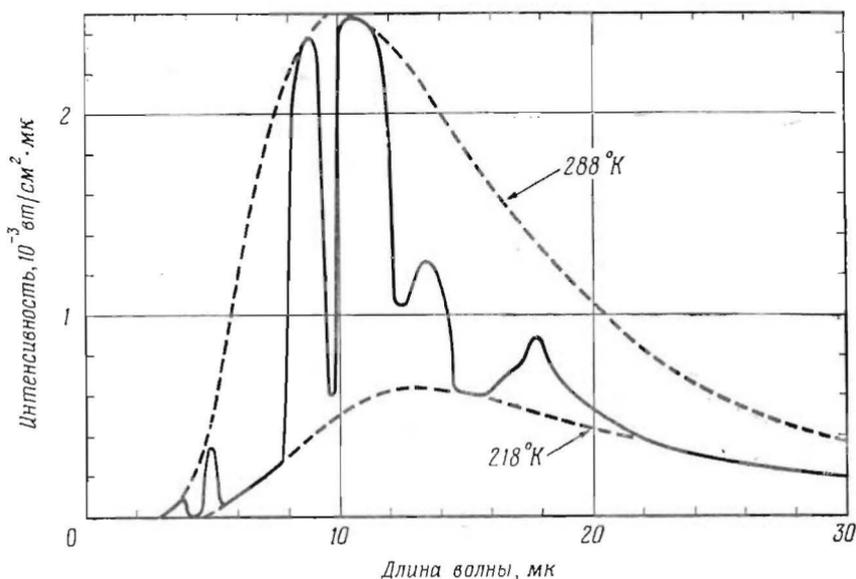


Рис. 7.2. Типичный спектр теплового излучения Земли.

Излучение земной поверхности может быть аппроксимировано излучением абсолютно черного тела с температурой  $288^{\circ}\text{K}$ . Излучение земной атмосферы в тех спектральных областях, где атмосфера непрозрачна, может быть аппроксимировано излучением абсолютно черного тела с температурой  $218^{\circ}\text{K}$ .

поверхностью Земли и атмосферой. Верхняя кривая соответствует излучению абсолютно черного тела с температурой  $288^{\circ}\text{K}$ , с помощью которого можно аппроксимировать излучение земной поверхности. В спектральных областях, для которых атмосфера прозрачна, излучение земной поверхности свободно выходит в пространство. В спектральных областях, для которых атмосфера абсолютно не прозрачна, уходящий поток рождается на стратосферных высотах, где температура составляет примерно  $218^{\circ}\text{K}$  (нижняя кривая на рис. 7.2). В спектральных областях, которым соответствует промежуточная прозрачность атмосферы, интенсивность уходящего излучения заключена в упо-

мянутых выше пределах (сплошная кривая на рис. 7.2). Следует подчеркнуть, что рис. 7.2 носит лишь иллюстративный характер, поскольку истинный спектр зависит от многих параметров и имеет весьма сложную структуру. Температура земной поверхности зависит от географического положения и времени, так что температура 288 °К — это лишь среднее значение температуры поверхности Земли. Прозрачность атмосферы также сильно меняется главным образом вследствие изменения содержания водяных паров, если воздух прозрачен, и изменения степени облачности и высоты облачного покрова, если воздух непрозрачен. Хотя для различных частных случаев можно рассчитать более детальные и точные кривые, чем кривые, изображенные на рис. 7.2, прежде чем будет получена полная и подробная картина теплового излучения Земли, потребуются многочисленные измерения с помощью спутников. Некоторые данные такого рода были получены метеорологическими спутниками Тирос, но требуется гораздо больше сведений с более надежной регистрацией энергии.

#### 7.4. Излучение атмосферы

Другой тип излучения атмосферы известен как излучение ночного неба (airglow). Оно приходится на видимую, ультрафиолетовую и близкую инфракрасную области спектра. Такое излучение не может быть тепловым: оно не может возбуждаться при температурах, существующих в атмосфере, поэтому требуются другие источники возбуждения. В дневное время и в сумерки главным источником, по-видимому, является поглощение солнечного излучения. Однако излучение атмосферы наблюдается и ночью. Это ночное излучение нельзя убедительно объяснить на основании предположения, что возбужденные состояния имеют достаточно большое время жизни. Хотя механизм излучения ночного неба неизвестен, возбуждение, вероятно, происходит при освобождении химической энергии в результате рекомбинации атомов в молекулы.

Интенсивность излучения ночного неба относительно слаба, хотя это излучение легко можно заметить в ясную безлунную ночь. Если поднять ладонь над головой, то она будет заметно темнее, чем область неба между звездами; эта разница возникает из-за свечения ночного неба. Наиболее заметные эмиссии ночного неба — это эмиссии атомарного кислорода с длиной волны 5577 и 6300 Å, натрия с длиной волны 5893 Å, молекулярного кислорода в близкой ультрафиолетовой области и гидроксила главным образом в близкой инфракрасной области. Эти эмиссии возникают в основном на высотах от 80 до 100 км,

где происходит большая часть рекомбинаций атомов. Существенное исключение составляет эмиссия атомарного кислорода с длиной волны 6300 Å, которая возникает на значительно большей высоте. Общепринято выражать интенсивность эмиссий в *релей*. Один *релей* — это интенсивность, которую создают  $10^6$  квантов, испускаемых за 1 сек в столбе атмосферы сечением 1 см<sup>2</sup>. Интенсивность зеленой кислородной линии с длиной волны 5577 Å обычно составляет от 3 до 200 *релей*, а красной кислородной линии с длиной волны 6300 Å — от 5 до 100 *релей*. Интенсивность эмиссии молекулярного кислорода в полосах Герцберга в близкой ультрафиолетовой области достигает 150 *релей*, а интенсивность гидроксильной эмиссии доходит до  $7 \cdot 10^6$  *релей*. Свечению ночного неба посвящен обзор Бейтса [6]; подробное изложение этого вопроса можно найти в книге Чемберлена [7].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Baur F., Philipps H., Der Wärmehaushalt der Lufthülle der Nordhalbkugel in Januar und Juli und zur Zeit der Äquinoktien und Solstitien; Pt. I. Die Einstrahlung bei normaler Solarkonstante, Gerlands Beitr. Geophys., 42, 160—207 (1934).
2. Baur F., Philipps H., Der Wärmehaushalt der Lufthülle der Nordhalbkugel in Januar und Juli und zur Zeit der Äquinoktien und Solstitien; Pt. II. Ausstrahlung, Gegenstrahlung und meridionaler Wärmetransport bei normaler Solarkonstante, Gerlands Beitr. Geophys., 45, 82—132 (1935).
3. List R. J., Smithsonian meteorological tables, 6th ed., Smithsonian Institution, Washington, D. C., 1951.
4. Fritz S., The albedo of the planet Earth and of clouds, J. Meteor., 6, 277—282 (1949).
5. Houghton H. G., On the annual heat balance of the northern hemisphere, J. Meteor., 11, 1—9 (1954).
6. Bates D. R., The airglow, Physics of the upper atmosphere, ed. J. A. Ratcliffe, Academic Press, New York, 1960, p. 219—267. (Русский перевод: Физика верхней атмосферы, под ред. Дж. А. Ратклиффа, М., ИЛ, 1961.)
7. Chamberlain J. W., Physics of the aurora and airglow, Academic Press, New York, 1961. (Русский перевод: Чемберлен Дж., Физика полярных сияний и излучения атмосферы, М., ИЛ, 1963.)

# 8.

## Геомагнетизм

А. Дж. ДЕССЛЕР\*

### 8.1. Введение

По общим характеристикам магнитное поле Земли подобно полю однородно намагниченной сферы. Однако в некоторых деталях оно не соответствует этой простой модели. Существует множество нерегулярностей, которые обуславливают отклонения от чисто дипольного поля. Помимо этого, ось геомагнитного диполя не проходит через центр Земли, а расположена эксцентрично. Вдобавок геомагнитное поле подвержено непрерывным неправильным изменениям.

Обычно происхождение главного геомагнитного поля приписывается действию динамо-механизма, вызванного токами проводящего вещества в квазизидком ядре Земли [1]. Эти жидкостные движения нестационарны, они меняются от года к году, что создает вековые вариации геомагнитного поля. Нужны сотни лет, чтобы эти вариации заметным образом сказались на поле. Короткопериодные вариации, происходящие за время меньше года (некоторые делятся малую долю секунды), возникают главным образом в результате взаимодействий геомагнитного поля с солнечной плазмой.

Научные наблюдения геомагнитного поля производились в течение нескольких столетий. Так, вековые вариации были обнаружены в 1635 г. по данным, относившимся еще к 1580 г. Короткопериодные вариации были открыты в 1722 г. В конце XVIII в. были организованы первые магнитные наблюдения для получения систематических данных в удаленных географических пунктах. Выдающаяся работа по описанию, обзору и анализу данных вплоть до 1940 г. проделана Чепменом и Бартельсом [2].

После 1940 г. основным направлением исследований было выяснение природы краткопериодических вариаций. Наиболь-

---

\* Department of Space Science, Rice University, Houston, Texas.

ший прогресс в этом направлении был достигнут в результате применения принципов магнитной гидродинамики. В ранней работе, основанной на этих принципах, Паркер [3] подчеркнул: «Высокая электропроводность областей, окружающих Землю, вытекающая из наблюдений свистящих атмосфериков и зодиакального света, заставляет отказаться от привычных моделей возникновения короткопериодных вариаций... Если рассматривать только силовые линии геомагнитного поля и их смещение вместе с проводящим газом, окружающим Землю, то необходим чисто гидродинамический подход».

В этой главе приводится обзор сведений по геомагнетизму. В разд. 8.2—8.4 описаны характеристики главного геомагнитного поля. Короткопериодные вариации рассмотрены в разд. 8.5.

## 8.2. Главное геомагнитное поле

Количественно геомагнитное поле описывается при помощи магнитных элементов, определяющих величину и ориентацию поля на земной поверхности. Для этой цели можно использовать любой набор элементов (наиболее употребительные перечислены в табл. 8.1).

Таблица 8.1

Магнитные элементы

Элемент	Определение
$F$	Полная напряженность поля
$I$	Магнитное наклонение; определяется как наименьший угол между горизонталью и вектором $F$ ; положительно там, где северный конец свободно подвешенной магнитной стрелки направлен вниз, т. е. в большей части северного полушария Земли
$D$	Магнитное склонение; определяется как угол между направлениями на истинный (географический) и магнитный (согласно компасу) север; положительно там, где направление на магнитный север лежит к востоку от истинного
$H$	Горизонтальная компонента напряженности; всегда положительна
$V$	Вертикальная компонента напряженности; она имеет тот же знак, что и наклонение $I$

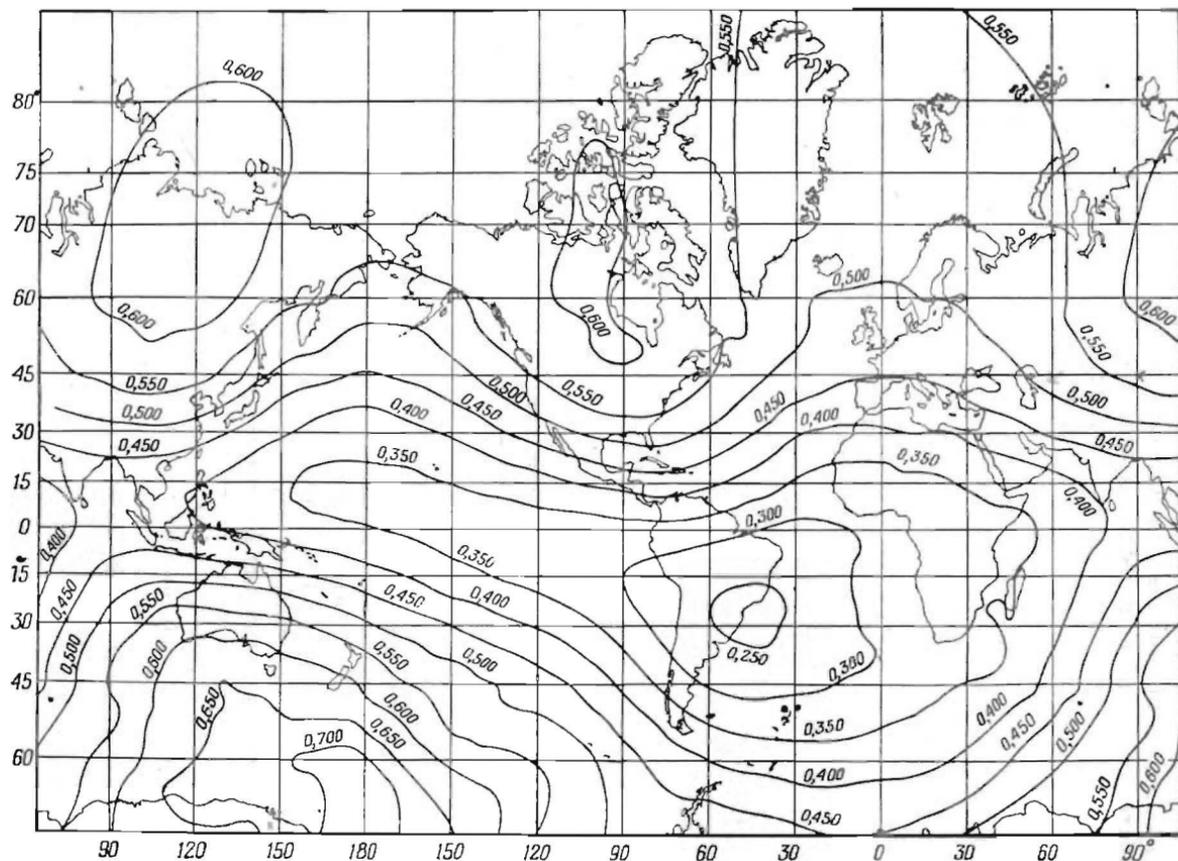


Рис. 8.1. Полная напряженность геомагнитного поля  $F$  (гс).

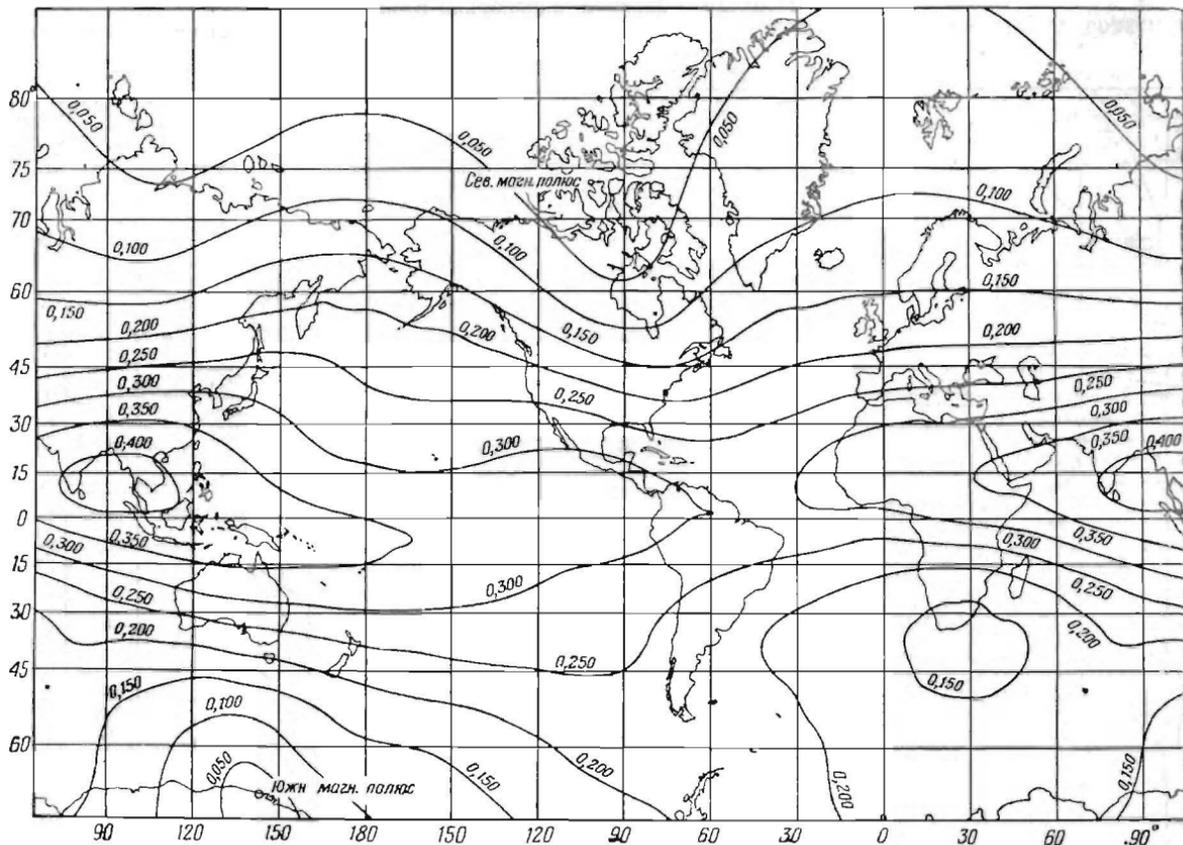
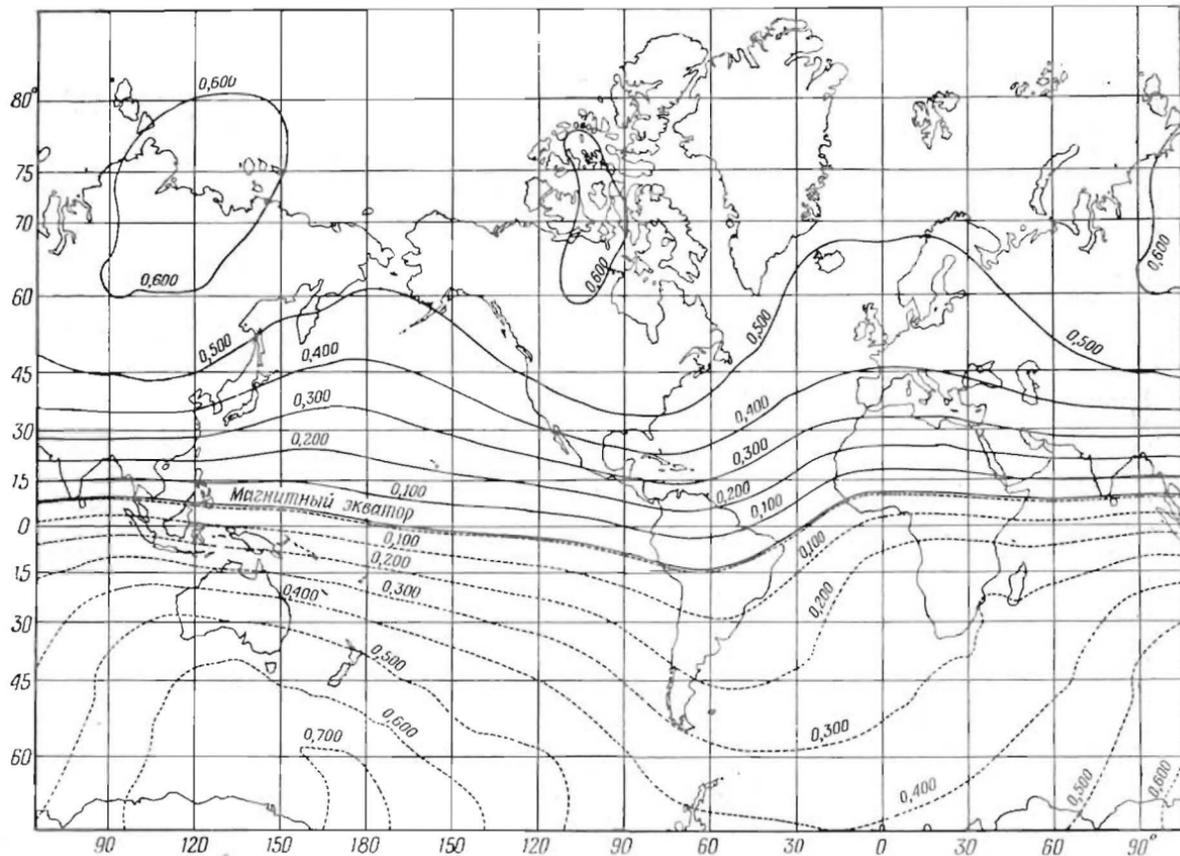


Рис. 8.2. Горизонтальная компонента геомагнитного поля  $H$  (гс).



Р и с. 8.3. Вертикальная компонента геомагнитного поля  $V$  (гс). Сплошные линии соответствуют областям положительного наклонения, пунктир — отрицательного.

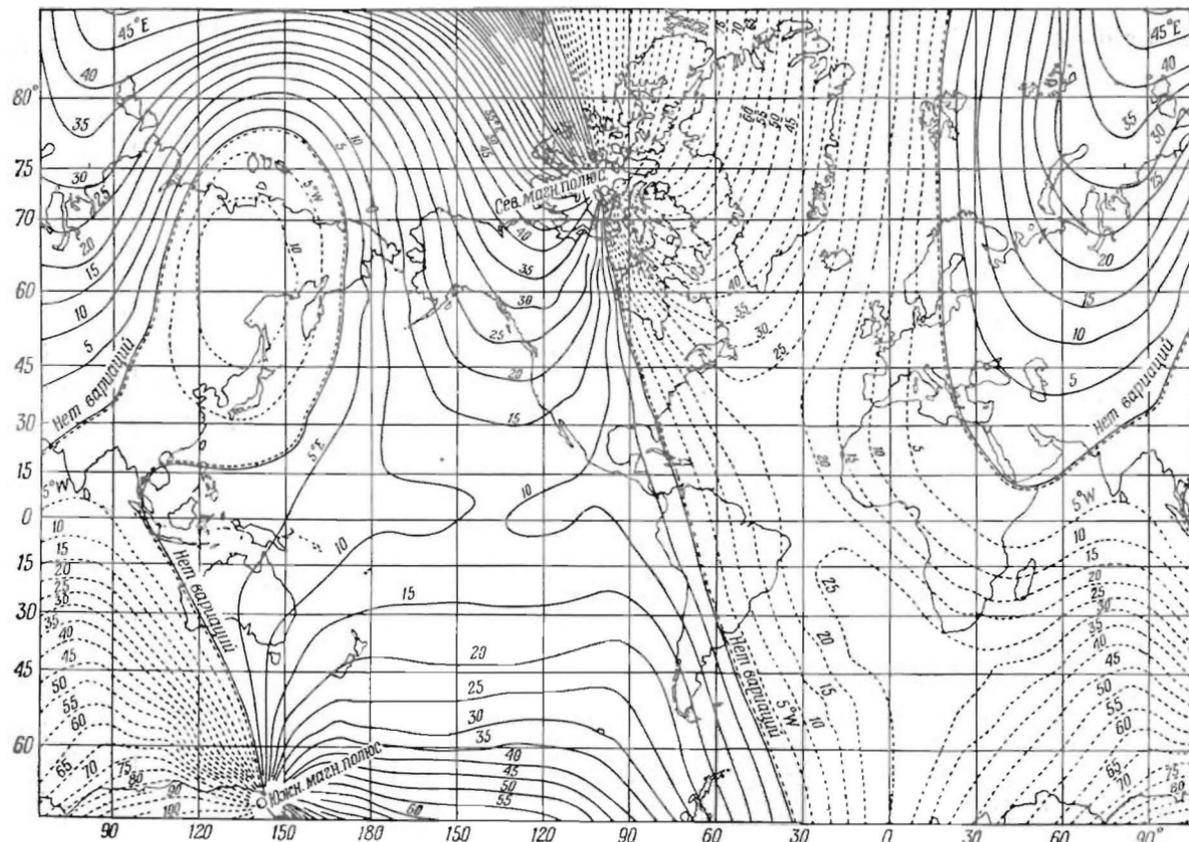


Рис. 8.4. Геомагнитное склонение  $D$ . Цифры при изогонах показывают магнитное склонение в градусах. Сплошные линии соответствуют восточному (положительному) склонению, пунктир — западному (отрицательному).

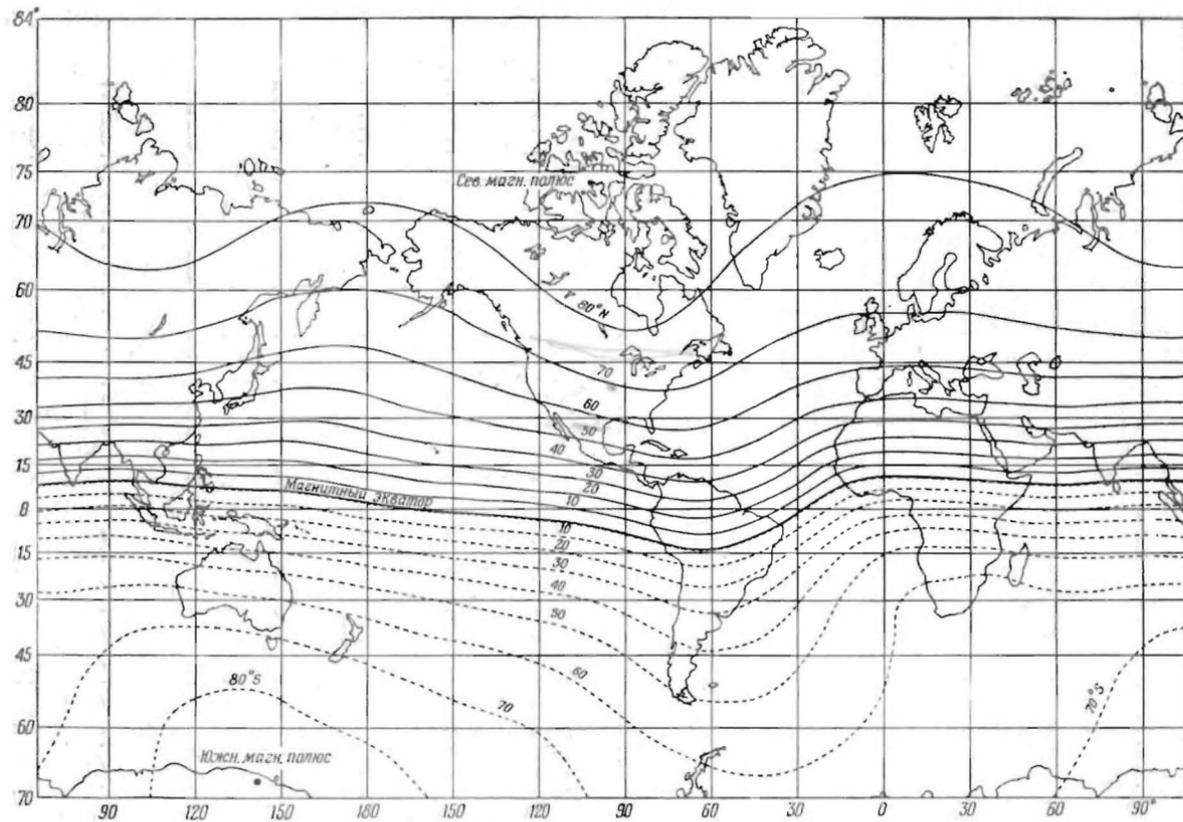


Рис. 8.5. Геомагнитное наклонение  $I$ . Цифры при изоклинах соответствуют магнитному наклонению в градусах.

Иногда в качестве магнитных элементов используются величины  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , где  $X$  и  $Y$  — соответственно северная и восточная компоненты  $H$  (эти направления определяют их положительные

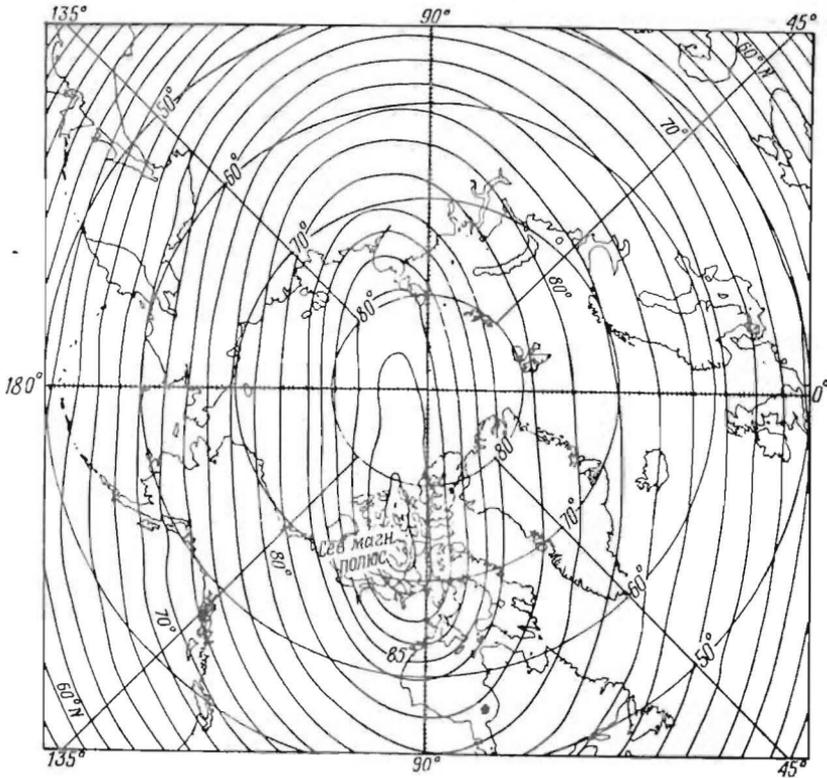


Рис. 8.6. Геомагнитное наклонение  $I$  для северной полярной области. Обозначения те же, что на рис. 8.5.

значения, т. е. западная и южная компоненты отрицательны) и  $Z$  совпадает с  $V$  (см. табл. 8.1. — *Перев.*).

На рис. 8.1—8.7 отражено современное представление о распределении магнитного поля по поверхности Земли, полученное на основании карт Гидрографической службы США, публикуемых каждые пять лет (Управление геофизических исследований ВВС США [38]). Показаны полная напряженность поля  $F$ , горизонтальная компонента напряженности  $H$ , вертикальная  $V$ , склонение  $D$  и наклонение  $I$ . Вековые вариации, составляющие около 0,1% напряженности полного поля за год, можно

получить по картам Гидрографической службы, выпущенным в 1700 сериях. Точность воспроизводимых здесь магнитных карт зависит от изученности районов; так, для территории США и

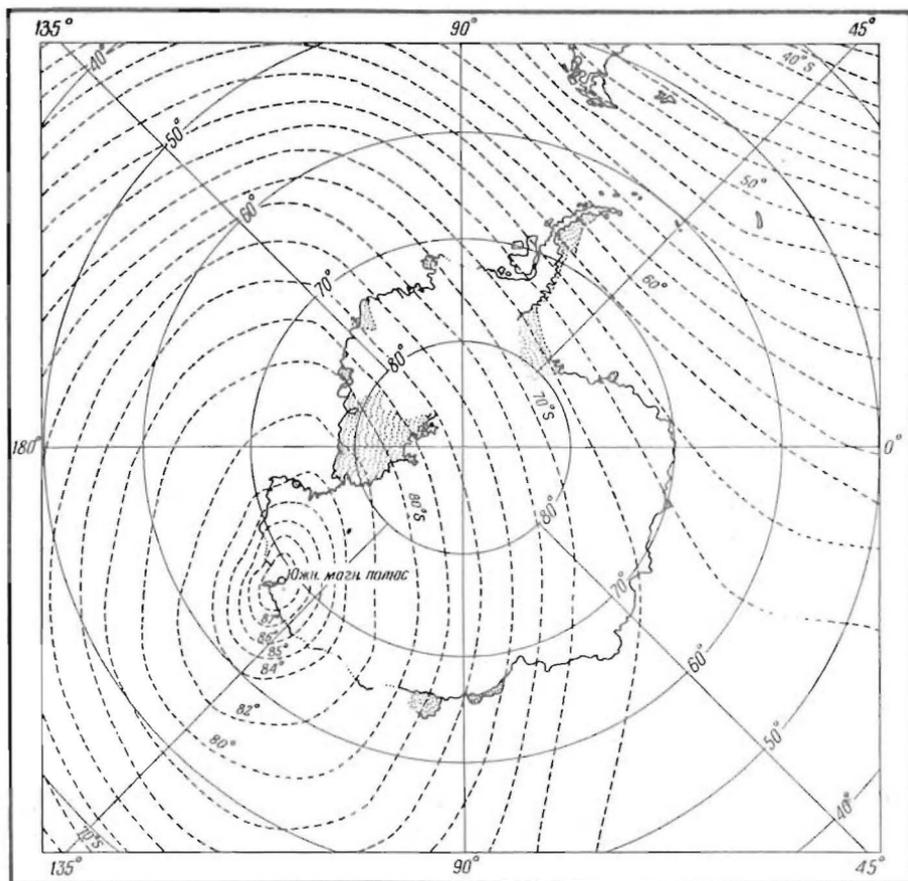


Рис. 8.7. Геомагнитное наклонение  $I$  для южной полярной области. Обозначения те же, что на рис. 8.5.

Европы она не хуже 1%, но в высоких широтах и других труднодоступных районах ошибки существенно больше. Локальные аномалии протяженностью менее 1000 миль (1600 км) не отражены на этих картах, хотя в некоторых местах они могут вносить существенный вклад в основное поле.

### 8.3. Сферический гармонический анализ главного поля

Впервые сферический гармонический анализ главного геомагнитного поля был выполнен Гауссом в XIX в. Многие авторы вплоть до настоящего времени проделывают подобный анализ, используя современные данные и варьируя число членов разложения. Ранние работы рассмотрены в 1940 г. Чепменом и Бартельсом [2]; более поздние выполнены Вестином и др. [4], Финчем и Литоном [6] и Фужером [5].

Предполагая, что геомагнитное поле вызывается внутренним источником, мы можем выразить поле через потенциал

$$V = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta), \quad (8.1)$$

где в правой геоцентрической системе сферических координат

$a$  — радиус Земли,

$r$  — расстояние данной точки поля от центра Земли,

$\theta$  — полярное расстояние (угол, дополнительный к географической широте),

$\varphi$  — восточная долгота,

$P_n^m(\cos \theta)$  — совокупность нормированных присоединенных полиномов Лежандра степени  $n$  порядка  $m$ ,

$g_n^m$  и  $h_n^m$  — гауссовы коэффициенты, определяемые по магнитным данным, измеренным на земной поверхности.

Нормирующий множитель, на который умножается присоединенный полином Лежандра, определяется выражениями

$$\sqrt{\frac{2n+1}{2}} \quad \text{для } m=0,$$

$$\frac{\sqrt{2n+1}}{2} \quad \text{для } m \geq 1.$$

Градиент потенциала дает компоненты геомагнитного поля на земной поверхности ( $r=a$ ):

$$X = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta}, \quad Y = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \varphi}, \quad Z = \frac{\partial V}{\partial r}. \quad (8.2)$$

Наиболее употребительны результаты, полученные в 1957 г. Финчем и Литоном [6]. Гауссовы коэффициенты разложения, имеющие размерность напряженности поля, представлены в табл. 8.2. При этих коэффициентах основные параметры поля на поверхности могут быть вычислены с точностью до 1%. В работе Фужера [5] рассматриваются 11 серий гауссовых коэффициентов, полученные различными авторами для эпохи от 1955,0

Таблица 8.2

Гауссовы коэффициенты  $g_n^m$  и  $h_n^m$  (зс)  
до  $m = n = 6$ , эпоха 1955,0 (Шмидтовская  
нормировка) [6]

$g_1^0$	-0,3055	$g_2^2$	+0,0158	$g_4^4$	+0,0031
$g_2^0$	-0,0152	$g_3^2$	+0,0126	$g_5^4$	-0,0115
$g_3^0$	+0,0118	$g_4^2$	+0,0058	$g_6^4$	-0,0003
$g_4^0$	+0,0095	$g_5^2$	+0,0020		
$g_5^0$	-0,0027	$g_6^2$	+0,0002		
$g_6^0$	+0,0010			$h_4^4$	-0,0017
		$h_2^2$	+0,0024	$h_5^4$	-0,0014
		$h_3^2$	+0,0029	$h_6^4$	-0,0001
$g_1^1$	-0,0227	$h_4^2$	-0,0031		
$g_2^1$	+0,0303	$h_5^2$	+0,0010		
$g_3^1$	-0,0191	$h_6^2$	+0,0011	$g_5^5$	-0,0007
$g_4^1$	+0,0080			$g_6^5$	0,0000
$g_5^1$	+0,0032				
$g_6^1$	+0,0005	$g_3^3$	+0,0091		
		$g_4^3$	-0,0038	$h_5^5$	+0,0009
		$g_5^3$	-0,0004	$h_6^5$	-0,0003
		$g_6^3$	-0,0024		
$h_1^1$	+0,0590			$g_6^6$	-0,0011
$h_2^1$	-0,0190				
$h_3^1$	-0,0045	$h_3^3$	-0,0009		
$h_4^1$	+0,0015	$h_4^3$	-0,0004		
$h_5^1$	+0,0002	$h_5^3$	-0,0005	$h_6^6$	-0,0001
$h_6^1$	-0,0002	$h_6^3$	0,0000		

до 1960,0. Фужер считает, что лучшие представления описывают поле с точностью около 1%, а худшие — около 6%.

Серии гармонических коэффициентов, представляющие деформацию внешней части геомагнитного поля солнечным ветром, т. е. внешний вклад в геомагнитное поле, были рассмотрены Мидом [7] и Мидли [8].

Уравнения, описывающие положение центрального или эксцентричного диполя (что является хорошим приближением главного геомагнитного поля), были получены Бартельсом [9]. В первом приближении основное поле описывается магнитным диполем, расположенным в географическом центре Земли и наклоненным на  $11^\circ$  к земной оси. Пересекая земную поверхность, ось диполя определяет положение магнитных полюсов Земли и тем самым задает систему геомагнитных координат. На рис. 8.8 показана система геомагнитных координат [10], наложенная на географическую координатную сетку в меркаторской проекции. На магнитных картах обычно указываются полюсы магнитного наклонения, соответствующие точкам земной поверхности, в которых магнитная стрелка направлена вертикально. Эти точки не совпадают с полюсами геомагнитного поля. Таким образом, полюсы, показанные на рис. 8.6 и 8.7, являются полюсами магнитного наклонения и не совпадают с полюсами, полученными в приближении центрального диполя.

Лучшее приближение к наблюдаемому геомагнитному полю дает диполь, расположенный в магнитном центре Земли (эксцентричный диполь). Паркинсон и Клири [11] определили положение эксцентричного диполя на основе расчетов Финча и Литона [6]. Положение и ориентация диполя для эпохи 1955,0 следующие.

Эксцентричный диполь смещен на 0,0685 радиуса Земли (около 436 км) от центра по направлению к точке поверхности с координатами  $15^\circ,6$  с. ш. и  $150^\circ,9$  в. д. (чуть восточнее Марианских о-вов); эта точка расположена на  $6^\circ,6$ , т. е. на 730 км, севернее геомагнитного экватора. Полюсы эксцентричного диполя (т. е. точки пересечения его оси с поверхностью Земли) имеют координаты  $81^\circ,0$  с. ш.,  $84^\circ,7$  з. д. и  $75^\circ,0$  ю. ш.,  $120^\circ,4$  в. д.; это о. Элсмир и Земля Уилкса. В этих точках ось эксцентричного диполя не вертикальна, а наклонена на  $3^\circ,9$  в направлении соответствующего геомагнитного полюса. Поле этого диполя в его полюсах, разумеется, параллельно его оси и поэтому также наклонено по отношению к вертикали. Поле диполя вертикально в двух точках, удаленных от геомагнитных полюсов. Их координаты:  $82^\circ,4$  с. ш.,  $137^\circ,3$  з. д. и  $67^\circ,9$  ю. ш.,  $130^\circ,6$  в. д.

Приближенное положение различных магнитных полюсов Земли указано в табл. 8.3.

Геомагнитная система координат, определяемая приближением центрального диполя, имеет ограниченную применимость при исследовании явлений, связанных с геомагнитным полем; например, полярных сияний или географического распределения захваченной радиации. Модель центрального диполя дает лишь первое грубое приближение к реальному геомагнитному полю,

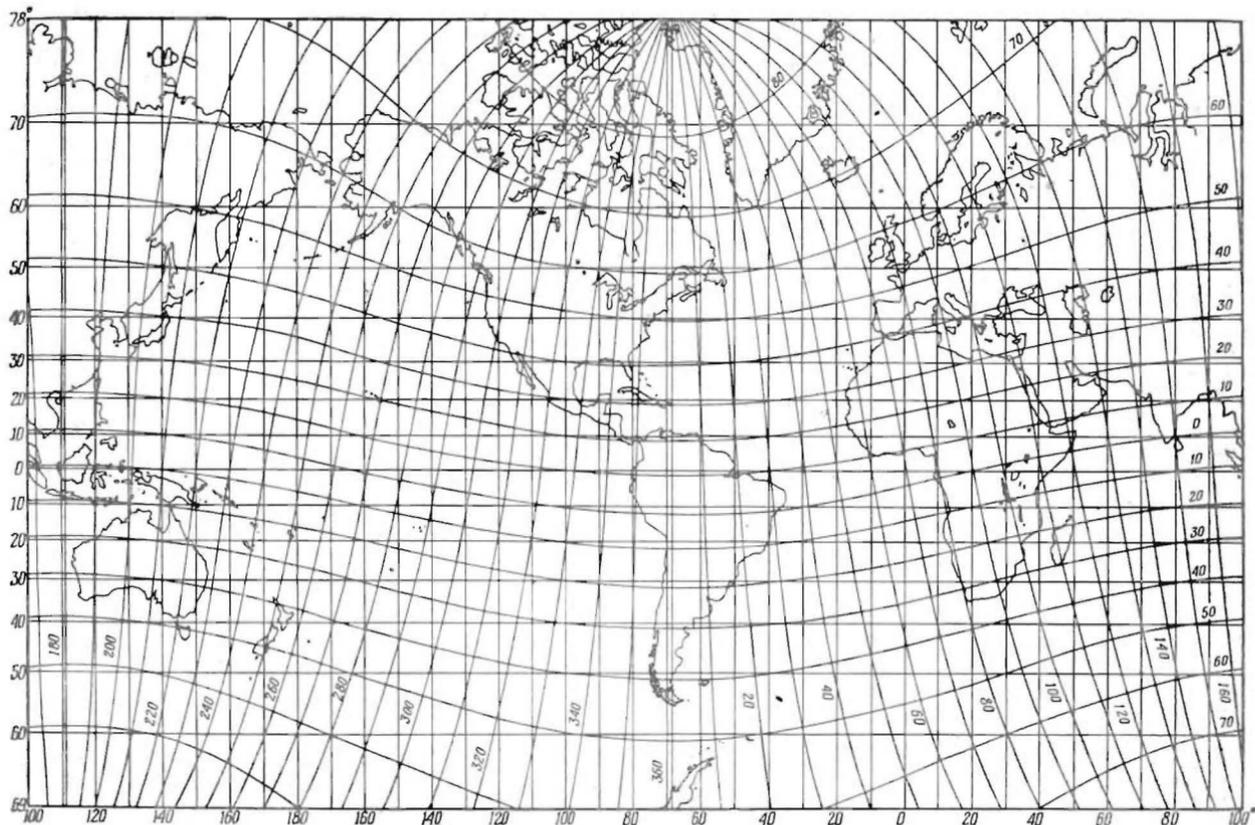


Рис. 8.8. Координатная сетка геомагнитного дипольного поля (искривленные линии), наложенная на карту мира в меркаторской проекции.

Таблица 83

## Географическая широта и долгота полюсов магнитного наклоения

Тип полюса (метод определения)	Северное полушарие	Южное полушарие
Наблюдаемое поле	74° с. ш., 259° в. д.	68° ю. ш., 144° в. д.
Центральный диполь (геомагнитные полюса)	79° с. ш., 291° в. д.	79° ю. ш., 111° в. д.
Эксцентричный диполь	82° с. ш., 223° в. д.	68° ю. ш., 131° в. д.

поэтому при определении положения каких-либо областей в этой координатной системе неудивительны ошибки в несколько градусов.

Более удобный параметр — магнитная широта (широта магнитного наклоения), которую можно получить из соотношения между широтой и углом наклоения для идеального диполя:

$$\lambda_m = \arctg \left( \frac{1}{2} \operatorname{tg} I \right),$$

где  $\lambda_m$  — магнитная широта (широта магнитного наклоения),  $I$  — наблюдаемое магнитное наклоение. Оказывается, что эта формула дает лучшие результаты, когда рассматривается географическое распределение явлений, связанных с геомагнитным полем.

Еще лучшим приближением, имеющим бóльший физический смысл, является описание геомагнитного поля, основанное на интегральном адиабатическом инварианте, которое было рассмотрено в разд. 3.2.1. При помощи интегрального инварианта можно аналитически представить движение (траекторию) точек отражения частиц, захваченных геомагнитным полем. На рис. 8.9 показана такая координатная система по вычислениям Йенсена и др. [12].

Оболочка  $L=1,17$  соответствует экватору интегрального адиабатического инварианта. На рисунке показаны высоты (в км) фиксированной напряженности магнитного поля для различных значений интегрального инварианта (в этом случае за напряженность магнитного поля произвольно выбрана его напряженность на высоте 1500 км на меридиане 120° в. д.). Высоты в любом другом месте определяются тогда при помощи интегрального инварианта. На рисунке хорошо видно смещение эксцентричного диполя, вычисленное Паркинсоном и Клири [11]. Траектории точек отражения попарно связаны данным значением  $L$ . Значение  $L$  можно приближенно считать экваториальным

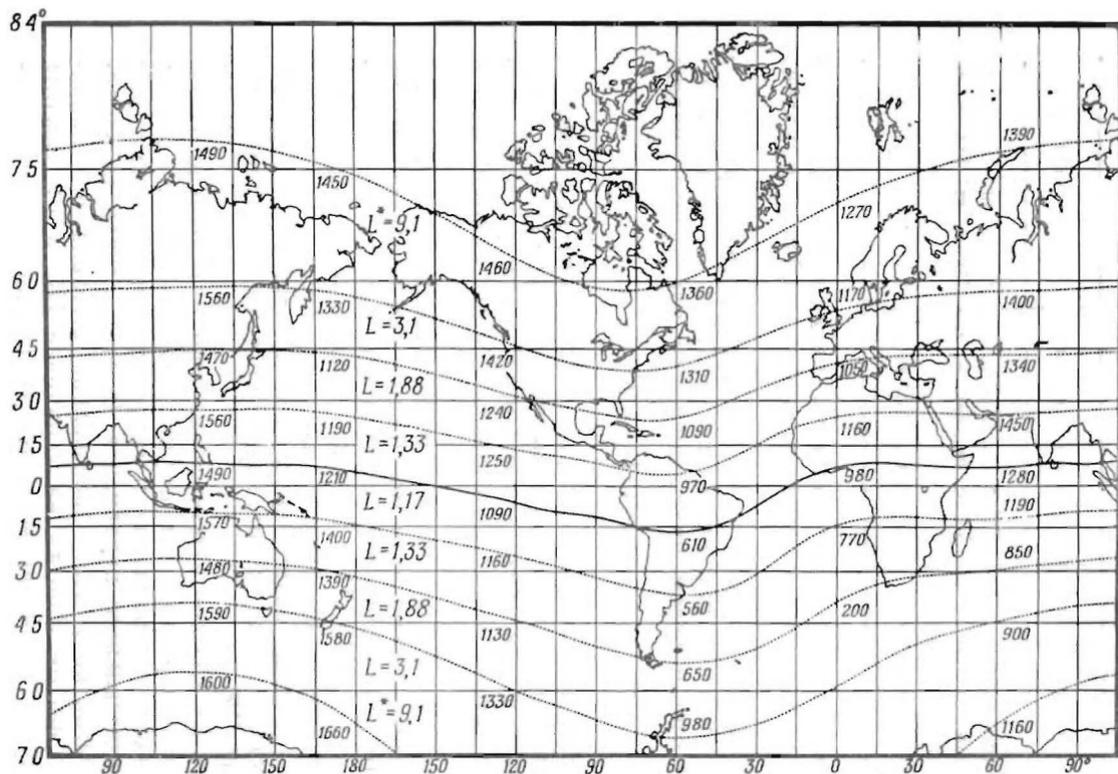


Рис. 8.9. Линии пересечения поверхностей интегрального адиабатического инварианта с поверхностями равной напряженности, наложенные на карту мира в меркаторской проекции. Линия, обозначенная  $L = 1,17$ , соответствует экватору интегрального адиабатического инварианта; ее можно считать наилучшим приближением к магнитному экватору. Высоты (в км), соответствующие произвольно выбранным значениям поля 0,20; 0,22; 0,28; 0,30 и 0,32 гс, приведены через  $60^\circ$  вдоль магнитно-сопряженной пары линий, которым соответствует одно и то же значение  $L$ . Эти высоты показывают смещение магнитного центра Земли относительно ее географического центра.

расстоянием от магнитного центра Земли до данной магнитной оболочки.

Иногда в литературе встречаются значения параметра  $L$ , переведенные в инвариантные широты при помощи следующего соотношения, справедливого для дипольного поля:

$$L \cos^2 \lambda_j = 1, \quad \text{или} \quad \lambda_j = \arccos L^{-1/2}.$$

Такой перевод неточен и поэтому либо не может применяться вовсе, либо должен применяться с осторожностью. Во-первых, как показал О'Брайен, при значениях  $L=6$  параметр  $L$  теряет физический смысл [13]. Этого и следовало ожидать, поскольку значения  $L$  вычислены путем сферического гармонического анализа в предположении об отсутствии вклада в геомагнитное поле со стороны внешних источников. Искажение геомагнитного поля солнечным ветром, как показывает рис. 8.14, должно сильно сказываться при больших значениях  $L$ . Во-вторых, как можно видеть из сравнения рис. 3.6 и 8.5, экватор магнитного наклонения не соответствует значению  $L=1$  (действительно, значение  $L=1$  не описывает контура, подобного экватору). Точно так же значение  $L=2$ , которое должно соответствовать широте  $45^\circ$ , существенно отличается от линии с магнитным наклонением  $63^\circ,5$ , соответствующей магнитной широте  $45^\circ$ .

#### 8.4. Главное поле вне Земли

Вестин и др. [4] указывают, что по крайней мере 99% главного магнитного поля на поверхности Земли обусловлено внутренними источниками. Если известно магнитное поле во всех точках замкнутой поверхности, окружающей источник поля, то поле вне этой поверхности определено во всех точках. Потенциал главного поля, описываемый выражением (8.1), может быть выражен в форме

$$V = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a^{n+2}}{r^{n+1}} T_n, \quad (8.3)$$

где

$$T_n = \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta). \quad (8.4)$$

Поле на поверхности  $r=a$  определяется через  $g_n^m$  и  $h_n^m$ . Для вычисления поля на высоте  $h$  над Землей введем  $a_1 = a + h$ ; тогда  $V$  можно записать в удобной форме:

$$V = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_1^{n+2}}{r^{n+2}} T_n \left( \frac{a}{a_1} \right)^{n+2}. \quad (8.5)$$

Видно, что гауссовы коэффициенты степени  $n$  уменьшаются в отношении  $(a/a_1)^{n+2}$  на высоте  $h$ . Поэтому местные аномалии, которые соответствуют более высоким гармоникам разложения,

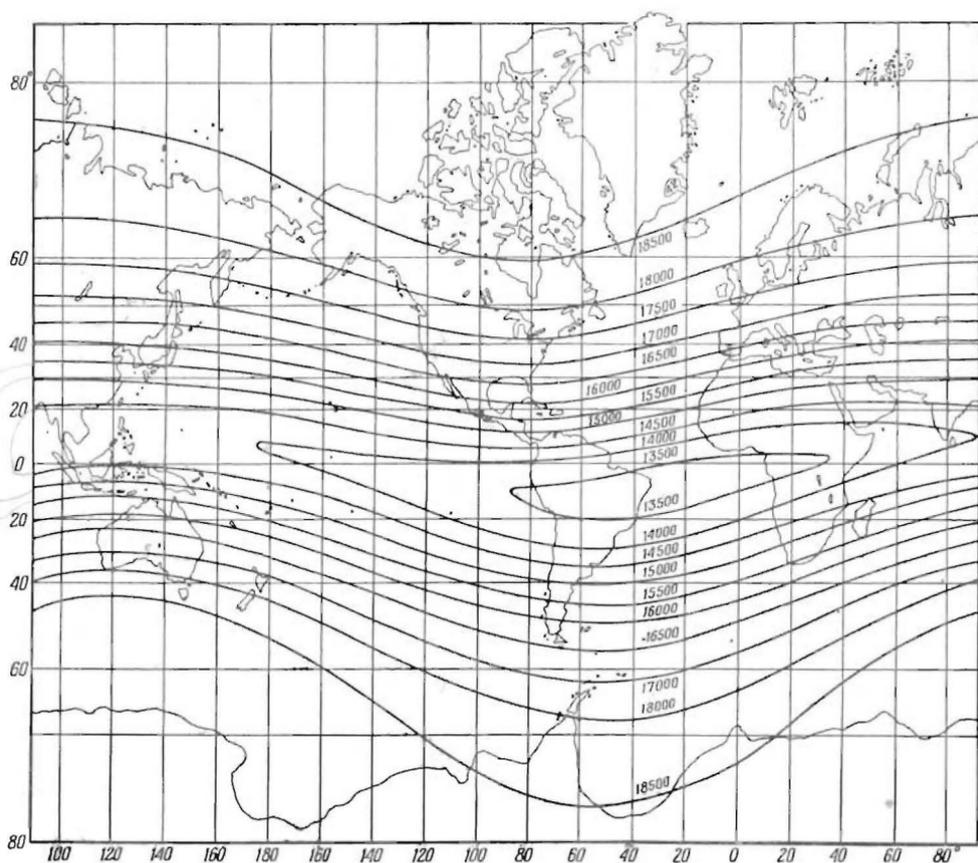


Рис. 8.10. Высоты (в км) поверхности постоянного значения полного поля  $F = 0,01$  гс.

эффективно убывают с высотой. Напряженность дипольного поля и ее компоненты уменьшаются с удалением от Земли как куб расстояния от ее центра. Вклад в геомагнитное поле второй, третьей, четвертой и более высоких гармоник убывает с расстоянием как четвертая, пятая и т. д. степень центрального расстояния соответственно. Следовательно, чем больше удале-

ние от Земли, тем ближе главное геомагнитное поле к дипольному (мы пока не рассматриваем геомагнитных вариаций, обусловленных кольцевыми и поверхностными токами). Можно ожидать, что согласие между наблюдаемым и вычисленным полем

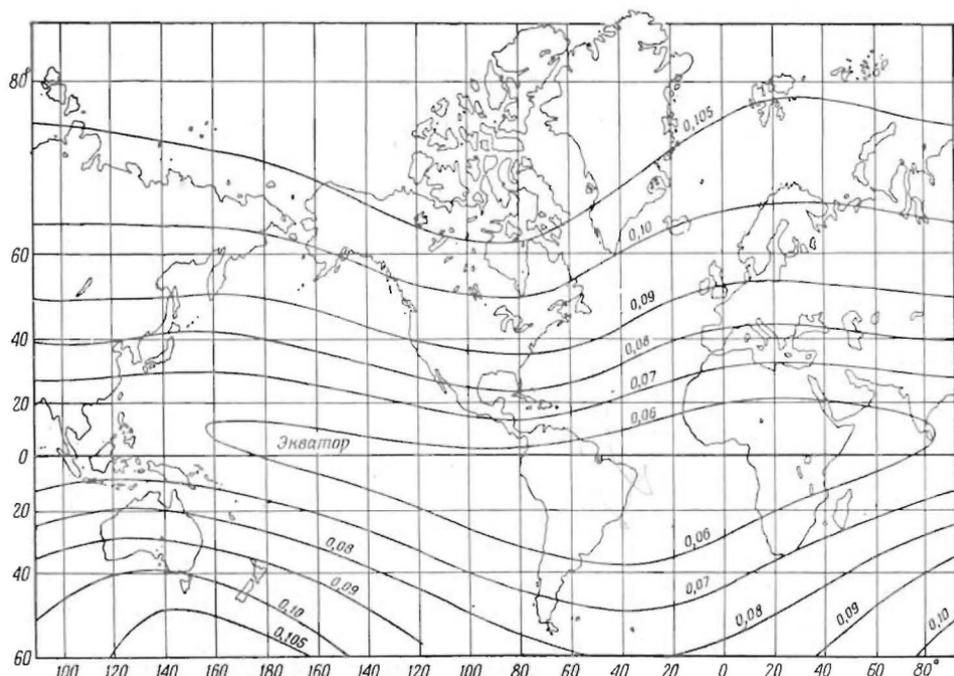


Рис. 8.11. Изолинии полной напряженности поля  $F$  (в гс) на высоте 5000 км.

будет лучшим на высоте, нежели на поверхности Земли, поскольку ограниченное число членов разложения не может точно описать тонкие детали локальных аномалий поверхностного поля.

Для вычисления распределения поля вокруг Земли Вестин и Сибли [15] использовали 48 коэффициентов разложения. Некоторые результаты этих вычислений показаны на рис. 8.10 и 8.11; там указаны высоты (в км) до поверхности с постоянной напряженностью 0,010 гс, а также изолинии напряженности поля на высоте 5000 км.

Для различных геофизических целей полезно знать проекции силовых линий геомагнитного поля на поверхность Земли.

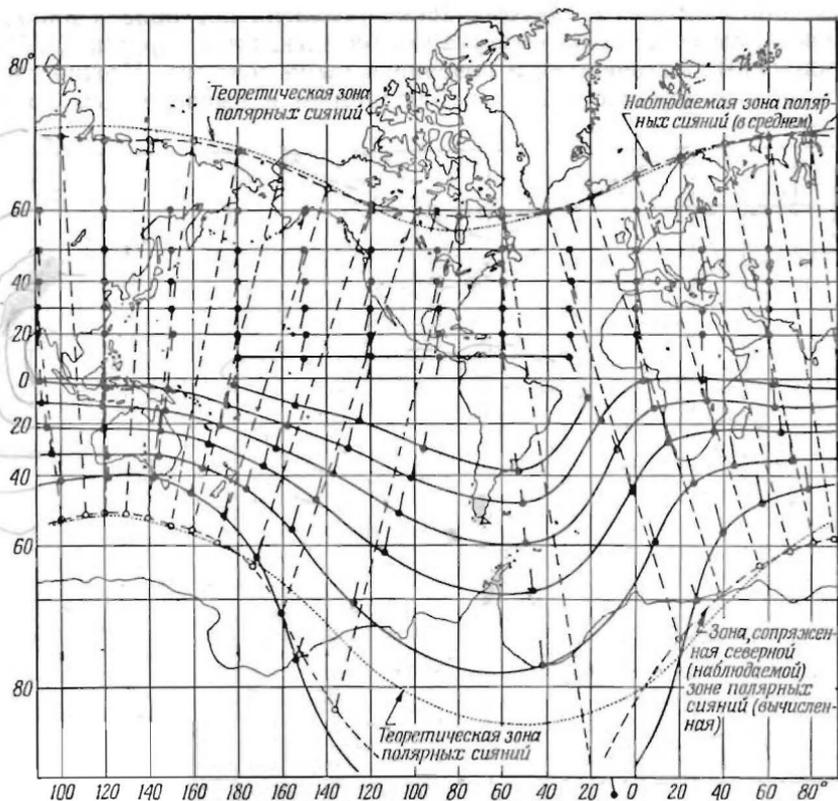


Рис. 8.12. Приближенное положение точек пересечения силовых линий с земной поверхностью, полученное по 48 гауссовым коэффициентам. Точки пересечения (черные кружки) связаны парами: штрихи, исходящие из кружков, указывают направление на сопряженную точку. Связь соответствующих точек в северной и южной зонах полярных сияний показана пунктиром.

Вестин и Сибли [15] вычислили точки их пересечения с земной поверхностью в северном и южном полушариях, используя те же 48 гауссовых коэффициентов. Рис. 8.12 воспроизводит результаты этих вычислений.

### 8.5. Вариации геомагнитного поля

Направление и величина наблюдаемого вектора напряженности геомагнитного поля непрерывно изменяются; эти вариации регистрируются на магнитных обсерваториях, расположен-

ных в различных пунктах Земли. Вариации геомагнитного поля можно разделить на два типа: 1) вековые вариации, соответствующие изменению поля на несколько процентов за сотни лет; 2) короткопериодные вариации, при которых возмущения поля протекают за время от долей секунды до нескольких лет.

Вековые вариации вызваны изменениями токовых систем внутри земного ядра. Они сказываются в изменении геомагнитного поля на большей части земной поверхности в пределах 0,1% в год. В каждой заданной точке наблюдения эти вариации не остаются постоянными; более того, год от года меняется величина, а иногда и знак этих вариаций, так что за сотню лет магнитный момент Земли изменяется на 1%.

В качестве меры короткопериодной магнитной активности на магнитных обсерваториях определяют так называемый «трехчасовой индекс» или *K*-индекс — величину, характеризующую магнитную активность в течение трехчасового интервала. Шкала *K*-индекса для каждой обсерватории определяется через амплитуду магнитных вариаций. *K*-индекс изменяется от  $K=0$  до  $K=9$ , причем нулю соответствует магнитоспокойный интервал (неактивный), а девяти — большие изменения геомагнитного поля. Промежуточные значения *K*-индекса обозначаются при помощи дополнительных символов (+) и (—), так что каждая целая единица разбивается на трети: 5+ означает  $5\frac{1}{3}$ ; 50 — ровно 5, а 5— означает  $4\frac{2}{3}$ . *K*-индекс определяется ежедневно для 8 трехчасовых интервалов, начиная с 0<sup>h</sup> всемирного времени.

*K*-индексы, полученные на отдельных обсерваториях, составляют мировой, или планетарный, индекс  $K_p$ . Для получения  $K_p$ -индекса используются *K*-индексы, определенные следующими обсерваториями (перечислены в порядке убывания геомагнитной широты: Минук, Канада; Ситка, Аляска; Леруик, Шетландские о-ва; Эксдейльмюр, Шотландия; Ловё, Швеция; Рюд-Сков, Дания; Вингст, ФРГ; Виттевен, Голландия; Хартленд, Англия; Аженкорт, Канада; Фредериксберг, США; Амберли, Новая Зеландия.

Заметим, что из 12 обсерваторий, участвующих в определении  $K_p$ -индекса, 7 расположены на сравнительно малой территории Западной Европы. Поскольку *K*-индекс для каждой обсерватории подвержен суточным вариациям, можно ввести поправочный коэффициент для учета неравномерного расположения обсерваторий. Как и следует ожидать, такая компенсация не является идеальной и малые суточные колебания  $K_p$ -индекса обнаруживаются в 30-летней сводке значений  $K_p$  [16].

$K_p$ -индекс является квазилогарифмической мерой амплитуды геомагнитных возмущений. Поэтому возрастание  $K_p$ -индекса с

8 до 9 означает гораздо большее увеличение амплитуды возмущений, чем возрастание  $K_p$  с 1 до 2.

Линейную зависимость от амплитуды возмущений имеют геомагнитные индексы, введенные Бартельсом [17]. Эти индексы,

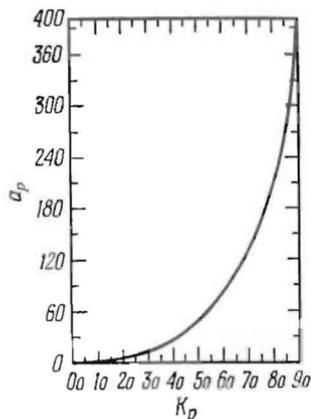


Рис. 8.13. Связь  $a_p$ - и  $K_p$ -индексов [18]. Индекс  $a_p$  имеет простой физический смысл: изменение наиболее возмущенного магнитного элемента за трехчасовой интервал  $\Delta B \sim 2a_p$  на среднеширотных станциях, т. е.  $\Delta B \approx 90 \gamma$  при  $a_p = 45$ , что соответствует  $K_p = 5.0$ .

обозначаемые через  $A_p$  и  $a_p$ , называют производными индексами, поскольку они определяются на основе  $K_p$ -индекса, а не непосредственно из первичных геомагнитных данных.  $K_p$ -индексы можно перевести в  $a_p$ -индексы при помощи табл. 8.4. На рис. 8.13 показано квазилогарифмическое соотношение между  $K_p$  и  $a_p$ .

Таблица 8.4

Таблица перевода  $K_p$  в  $a_p$ 

$K_p$	00	0+	1-	10	1+	2-	20	2+	3-	30
$a_p$	0	2	3	4	5	6	7	9	12	15
$K_p$	3+	4-	40	4+	5-	50	5+	6-	60	
$a_p$	18	22	27	32	39	48	56	67	80	
$K_p$	6+	7-	70	7+	8-	80	8+	9-	90	
$a_p$	94	111	132	154	179	207	236	300	400	

$A_p$ -индекс является средним значением  $a_p$ -индекса для одного дня. Заметим, что, поскольку  $A_p$ -индекс берется как среднее из значений линейного индекса  $a_p$ , не следует усреднять  $K_p$ -индекс по 8 трехчасовым интервалам, а затем пытаться перейти к  $A_p$  при помощи табл. 8.4 или рис. 8.13, так как в одном случае используется среднее из логарифмов, а в другом обра-

зуется логарифм среднего. Конечные результаты не обязательно одинаковы.

Индекс  $a_p$  имеет ясный физический смысл: для среднеширотных станций значения  $a_p$ , определенные по наиболее возмущенному элементу, связаны с  $\Delta B$  (в  $\gamma$ ) выражением  $\Delta B \sim 2a_p$ ; например,  $\Delta B = 90\gamma$  для  $a_p = 45$ , что соответствует  $K_p = 50$ .

Иногда в старой литературе геомагнитные возмущения характеризуются «международным индексом»  $C_i$  или «суточным планетарным индексом»  $C_p$ . Индекс  $C_i$  изменяется от 0,0 (очень спокойно) до 2,0 (сильная буря), в то время как  $C_p$  изменяется в пределах от 0,0 до 2,4. Эти индексы дают меру активности за 24-часовой интервал и поэтому соответствуют  $A_p$ -индексу. Данные о  $C_i$  имеются начиная с 1884 г.

Данные о  $K_p$ -индексе иногда выражают графически в форме, обычно называемой «музыкальной диаграммой» из-за внешнего сходства с нотным листом. Полезное сопоставление  $K_p$ ,  $A_p$ ,  $a_p$  и  $C_p$  для периода с 1932 по 1961 г. было проделано Бартельсом [17]. Постоянным источником этих данных является также Journal of Geophysical Research или Solar-Geophysical Data, Part B, публикуемые Национальным бюро стандартов США.

Короткопериодные вариации геомагнитного поля возникают благодаря изменениям электрических токов, текущих в ионизованных газах атмосферы и (или) под действием гидромагнитных волн, образующихся в результате взаимодействия между солнечной плазмой и геомагнитным полем. Большая часть короткопериодных вариаций вызвана именно этим взаимодействием. Ионизованный газ, движущийся в среднем радиально от Солнца, известен под названием солнечного ветра [18]. Прямое указание на существование солнечного ветра следует из наблюдений хвостов комет [19] и из результатов исследования плазмы, полученных на космической ракете Маринер 2 [20]. Грубо говоря, солнечный ветер сжимает геомагнитное поле до точки, где поток импульса солнечного ветра сравнивается с плотностью энергии геомагнитного поля (см., например, [7]). Приравнивая две эти плотности энергии и предполагая, что напряженность поля в магнитопаузе дается соотношением

$$B = 2B_0 \left( \frac{R_e}{r} \right)^3,$$

где  $B_0$  — напряженность поля на земной поверхности,  $R_e$  — радиус Земли ( $6,37 \cdot 10^8$  см) и  $r$  — радиальное расстояние до магнитопаузы, мы получим

$$r \approx R_e \left( \frac{B_0^2}{2\pi n m v^2} \right)^{1/2}. \quad (8.6)$$

В системе СГС величина  $n$  — число протонов солнечного ветра в  $1 \text{ см}^3$ ,  $m$  — их средняя масса в  $g$ ,  $v$  — скорость солнечного ветра в  $\text{см/сек}$ . Полагая  $B_0 = 0,35 \text{ гс}$ ,  $n = 10$  протонов (и электронов) в  $1 \text{ см}^3$  и  $v = 5 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ , мы получим, что солнечный ветер проникает до расстояния  $r = 8,7 R_e$ . Эти параметры солнечного ветра основаны на результатах Маринера 2 [20]. Солнечный ветер, обтекая геомагнитное поле, будет искажать его, как

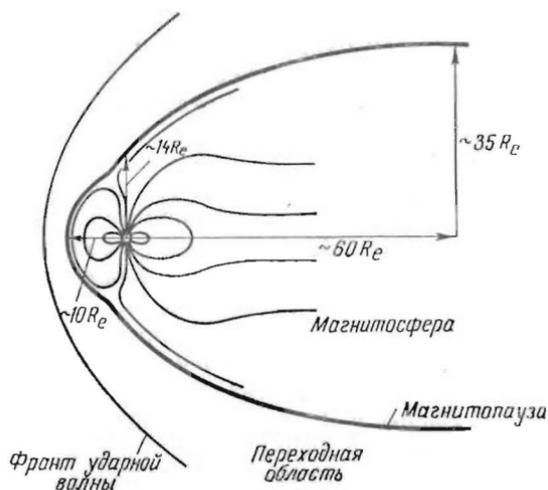


Рис. 8.14. Вероятное искажение геомагнитного поля солнечным ветром [22, 24].

показано на рис. 8.14. Лобовая поверхность определяется ударным давлением солнечного ветра, длина «хвоста» точно не определена. Было показано, что хвост магнитосферы либо замыкается где-то сравнительно недалеко от Земли, благодаря поперечному тепловому давлению солнечного ветра [21], либо магнитосфера «открыта» и ее хвост простирается на расстояние во много астрономических единиц [22].

Магнитосферой обычно называют ту область пространства, в которой геомагнитное поле оказывает определяющее действие на движение низкоэнергичной плазмы и быстрых заряженных частиц. К магнитосфере относят область от верхней границы слоя  $E$  ионосферы ( $\sim 140 \text{ км}$ ) до внешней границы геомагнитного поля (обычно расстояние более  $\sim 10 R_e$ ). Внешняя граница магнитосферы, где осуществляется переход от геомагнитного к межпланетному полю, называется магнитопаузой; она показана на рис. 8.14. Область между магнитопаузой и фронтом

ударной волны названа здесь оболочкой магнитосферы по аналогии с ионной оболочкой, окружающей метеоры и вторгающиеся в атмосферу космические снаряды. Оболочку магнитосферы принято называть также переходной областью. Магнитопауза, вероятно, устойчива в том смысле, что она является гладкой, хорошо определенной поверхностью, хотя размер магнитосферы может меняться со временем [23—25].

Считается, что перед магнитосферой имеется стоячая ударная волна, как показано на рис. 8.14. Существование ее было постулировано Аксфордом [26] и Келлоггом [27]. Эксперименты, по-видимому, подтверждают их предположение.

Магнитогидродинамические волны могут возникать в результате изменений давления на границе геомагнитного поля, когда меняется плотность или скорость солнечного ветра. Эти волны могут распространяться в геомагнитном поле и наблюдаться на поверхности Земли в виде малых флуктуаций поля. Считается, что явление внезапного начала геомагнитного возмущения передается из магнитопаузы на поверхность Земли посредством магнитогидродинамических волн [28]. Некоторые наиболее существенные особенности распространения этих волн в геомагнитном поле рассмотрены в разд. 8.6.

Уолтер [29] обнаружил, что наличие нерегулярного магнитного поля вызывает стоячую волну, создавая некоторую асимметрию в форме магнитосферы. С изменением ориентации межпланетного магнитного поля форма магнитосферы в свою очередь меняется. Десслер и Уолтер [30] предположили, что магнитогидродинамические волны, наблюдаемые на земной поверхности в виде геомагнитных возмущений, могут быть вызваны изменениями ориентации межпланетного поля, меняющими асимметрию магнитосферы.

Снайдер и др. [20] показали на основании данных Маринера 2, что существует положительная корреляция между скоростью солнечного ветра и суточной суммой  $\sum K_p$ . Они получили эмпирическое соотношение между этими величинами:

$$V_s = 8,44 \sum K_p = 330 \text{ км/сек.}$$

Данные Маринера 2 могут быть также представлены при помощи соотношения между  $V_s$  и  $A_p$ , полученного Маером и Десслером [31] (см. рис. 8.15):

$$V_s = 2,9 \cdot 10^2 A_p^{0,22} \text{ км/сек.}$$

К другим короткопериодным вариациям относятся флуктуации типа полярных сияний [32]; микропульсации и другие ультранизкочастотные явления, причины которых пока неясны [33];

суточные вариации, вызванные приливыми движениями в ионосфере под действием нагрева солнечными лучами (солнечный тепловой прилив. — *Перев.*); сезонные вариации, вероятно

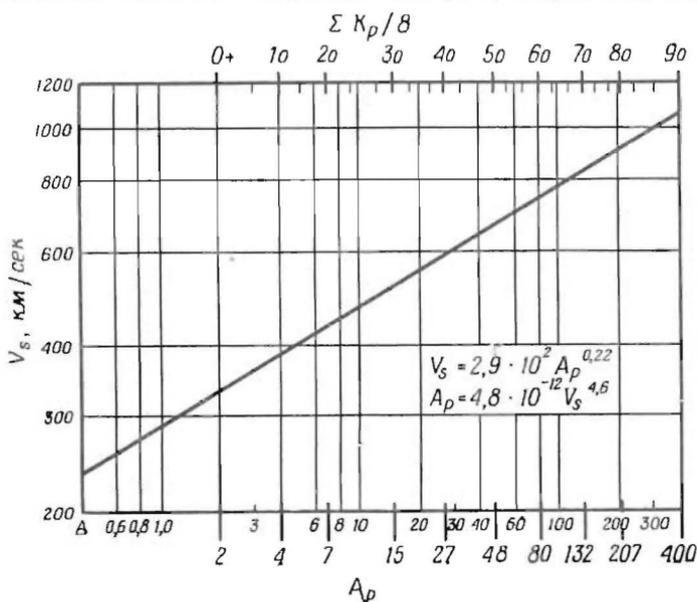


Рис. 8.15. Теоретическое соотношение между  $V_s$  и  $A_p$ , т. е.  $\sum K_p/8$ , согласно [34], полученное на основе данных [33].

обусловленные изменениями проводимости ионосферы в зависимости от зенитного расстояния Солнца; 11-летние вариации (в фазе с циклом солнечной активности), вызванные либо изменениями полной энергии частиц, заключенных в геомагнитном поле, либо изменением давления солнечного ветра.

Существует два наиболее важных типа короткопериодных вариаций: суточные вариации и геомагнитные бури, создаваемые магнитогидродинамическими волнами. Суточные вариации более или менее связаны с положением точки на земной поверхности и имеют амплитуду порядка 0,1% полного поля. За исключением полосы, примыкающей к экватору интегрального инварианта, суточные вариации характеризуются всюду минимальным значением поля вблизи местного полудня. В приэкваториальной полосе ( $\pm 10^\circ$ ) знак вариации меняется, и вблизи местного полудня поле возрастает. Уменьшение поля в средних широтах составляет около  $50 \gamma$  ( $1 \gamma = 10^{-5} \text{ гс}$ ), а возрастание поля вблизи экватора равно примерно  $100 \gamma$ .

Геомагнитные бури представляют собой возмущения магнитного поля, происходящие с частотой, которая меняется в течение 11-летнего цикла. Средние характеристики геомагнитных бурь, согласно Чепмену и Бартельсу [2], приведены в табл. 8.5. Почти все магнитные бури обнаруживают четкие характеристики, которые (с точностью до множителя 3) согласуются со значениями, указанными в таблице. Магнитогидродинамическая модель бурь, основанная на теории Десслера и Паркера [34], объясняет причины наблюдаемых фаз; эта теория отражена в табл. 8.5.

Считается, что главная фаза магнитной бури вызывается кольцевым током энергичных частиц, захваченных геомагнитным полем. Движение таких частиц качественно описано в разд. 3.2.1.

### 8.6. Распространение магнитогидродинамических волн

Магнитогидродинамические волны являются одной из форм электромагнитных волн, присущих среде, в которой они распространяются. Это обстоятельство поясняется выводом, согласно которому распространение магнитогидродинамических волн следует из уравнений Максвелла [35]. Таким образом, магнитогидродинамические волны подчиняются тем же самым законам отражения, преломления и поглощения, что и все электромагнитные волны, с теми же превращениями, происходящими при определенных условиях распространения.

В условиях, соответствующих внешней ионосфере Земли, скорость магнитогидродинамических волн дается соотношением

$$V_{hm} = \frac{B}{(4\pi\rho)^{1/2}},$$

где  $\rho$  — плотность вещества ионизированной компоненты в  $g/cm^3$ . Скорость магнитогидродинамических волн, распространяющихся на широте  $\pm 30^\circ$ , показана на рис. 8.16 в зависимости от высоты. Эта кривая применима как к продольным, так и к поперечным волнам. Для вычисления этой кривой использовались значения ионной концентрации, приведенные в гл. 2.

Как видно из рис. 8.16, скорость магнитогидродинамических волн в магнитосфере колеблется от  $10^{-2}$  до  $10^{-3}$  скорости света. Таким образом, наблюдение магнитного импульса на поверхности Земли должно разделяться значительным интервалом времени от момента его возникновения на границе магнитосферы. Время распространения магнитогидродинамических волн, приходящих с различных геоцентрических расстояний на земную поверхность, дано в табл. 8.6.

## Геомагнитные бури

Явление	Характеристики	Объяснение
Внезапное начало	Горизонтальная компонента $H$ поля возрастает на низких и умеренных широтах. Амплитуда возрастания 20—30 $\gamma$ , она максимальна на экваторе; время возрастания от 2 до 6 мин	Вызывается обжатием поля солнечной плазмой в результате резкого усиления солнечного ветра; эффект передается в нижнюю ионосферу магнито-гидродинамическими волнами; резкий передний фронт солнечной плазмы создается слабым магнитным полем и плазмой межпланетного пространства
Начальная фаза	Уровень $H$ остается вблизи нормального невозмущенного значения (ННЗ) в течение 2—8 час	Возросшее давление солнечного ветра на поле продолжается в течение периода релаксации давления солнечного ветра
Главная фаза	$H$ падает ниже ННЗ сильнее, чем в начальной фазе, разность порядка 50—100 $\gamma$ . После минимума величина $H$ медленно возвращается к ННЗ, скорость восстановления возрастает ( $\partial^2 H / \partial t^2$ ) $L_0$ ; фаза заканчивается через 12—24 час; поле подвержено быстрым флуктуациям с амплитудой несколько сотен $\gamma$ и периодами около 20 мин; эти флуктуации не выявляются в средних данных по магнитной буре	Напряжение создается протонами, захваченными полем; напряжение за счет центробежной силы частиц, колеблющихся вдоль силовых линий, и за счет отталкивания магнитных моментов частицы и Земли; флуктуации вызваны, возможно, изменениями давления солнечного ветра и (или) изменениями ориентации межпланетного поля
Фаза восстановления	Восстановление ННЗ ( $\partial^2 H / \partial t^2 < 0$ ) происходит примерно экспоненциально; постоянная времени восстановления от 1 до 3 суток, хотя не исключено и 10—20 суток; часто в течение этой фазы не происходит других возмущений	Напряжение главной фазы ослабляется путем передачи энергии захваченных протонов нейтральному водороду ионосферы в результате ионно-атомного зарядообмена

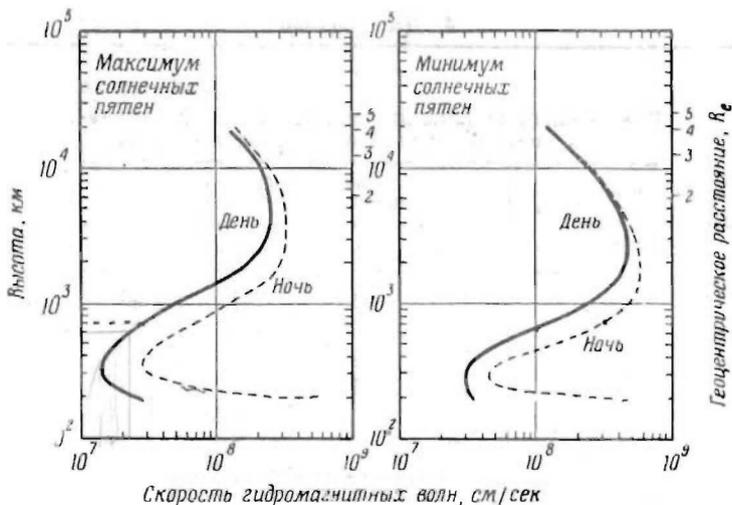


Рис. 8.16. Скорость магнитогиродинамических волн на магнитной широте около  $30^{\circ}$ . Кривые относятся к продольным и поперечным волнам, т. е. волнам, распространяющимся вдоль поля и перпендикулярно ему.

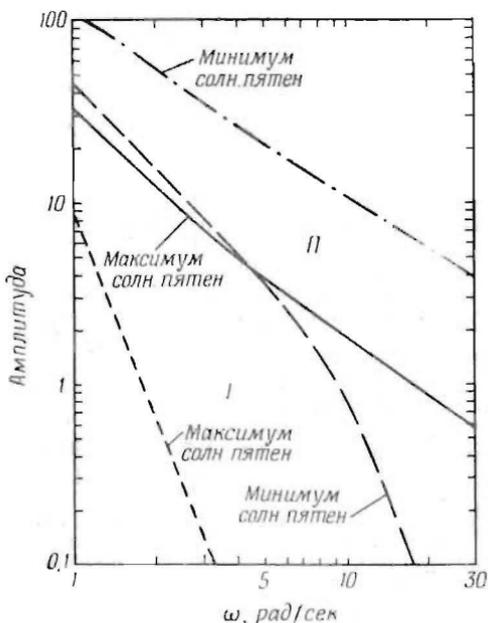


Рис. 8.17. Относительная амплитуда (в %) прохождения магнитогиродинамических волн через ионосферу в зависимости от угловой частоты [37]. (I — затухающая часть, II — распространяющаяся часть).

Таблица 8.6

Время распространения магнитогиродинамических волн до земной поверхности (в сек)

Геоцентрическое расстояние, радиусы Земли	Максимум солнечной активности		Минимум солнечной активности	
	день	ночь	день	ночь
8	49	45	47	46
7	36	32	33	32
6	26	22	23	22
5	18	14	14	13
4	13	9,4	8,8	8,0
3	9,4	6,0	4,6	3,9
2	3,4	3,4	2,5	1,8

Карплюс и др. [36] исследовали затухание и диссипацию энергии в магнитогиродинамических волнах при прохождении через ионосферу. Доля амплитуды падающей волны, проходящая через ионосферу, показана на рис. 8.17 как функция частоты.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Elsasser W. M., The Earth's interior and geomagnetism, Rev. Mod. Phys., 22, 1—35 (1950).
2. Chapman S., Bartels J., Geomagnetism, Oxford University Press, London, 1940.
3. Parker E. N., On the geomagnetic storm effect, J. Geophys. Res., 61, 625—637 (1956).
4. Vestine E. H., Laporte L., Lange I., Scott W. E., The geomagnetic field, its description and analysis, Publ. No. 580, Carnegie Institution of Washington, Washington, D. C., 1947.
5. Fougere P. F., Spherical harmonic analysis 2, new model derived from magnetic observatory data for epoch 1960.0, J. Geophys. Res., 1964.
6. Finch H. F., Leaton B. R., The earth's main magnetic field — epoch 1955, Month. Not. Astron. Soc., Geophys. Suppl., 7, 314—317 (1957).
7. Mead G. D., Deformation of the geomagnetic field by the solar wind, J. Geophys. Res., 67, 1181—1195 (1964).
8. Midgley J. E., Perturbation of the geomagnetic field — a spherical harmonic expansion, J. Geophys. Res., 69, 1197—1200 (1964).
9. Bartels J., The eccentric dipole approximating the Earth's magnetic field, Terr. Mag., 41, 225—250 (1936).
10. 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, Publ. No. 578, Carnegie Inst. Washington, Washington, D. C., 1948.
11. Parkinson W. D., Cleary J., The eccentric geomagnetic dipole, Geophys. J., 1, 346 (1958).
12. Jensen D. C., Murray R. W., Welch J. A., Tables of adiabatic invariants for the geomagnetic field 1955.0, Air Force Special Weapons Center, Kirtland Air Force Base, New Mexico, 1960.

13. O'Brien B. J., A large diurnal variation of the geomagnetically trapped radiation, *J. Geophys. Res.*, **68**, 989—995 (1963).
14. Vestine E. H., частное сообщение.
15. Vestine E. H., Sibley W. L., The geomagnetic field in space, ring currents, and auroral isochasms, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1967—1979 (1960).
16. Michel F. C.,  $K_p$  as a planetary index, *J. Geophys. Res.*, **69**, 4182—4183 (1964).
17. Bartels J., Collection of geomagnetic planetary indexes  $K_p$  and derived daily index  $A_p$  and  $C_p$  for the years 1932 to 1961, IAGA Bulletin No. 18, North-Holland, Amsterdam, 1962.
18. Parker E. N., Interaction of the solar wind with the geomagnetic field, *Phys. Fluids*, **1**, 171—187 (1958).
19. Biermann L., Physical processes in comet tails and their relation to solar activity, *Mém. Soc. Roy. Sci. de Liège*, **13**, 291—302 (1953).
20. Snyder C. W., Neugebauer M., Rao U. R., The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.*, **68**, 6361—6370 (1963).
21. Johnson F. S., The gross character of the geomagnetic field in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **65**, 3049—3051 (1960).
22. Dessler A. J., Length of magnetospheric tail, *J. Geophys. Res.*, **69**, 3913—3918 (1954).
23. Dessler A. J., The stability of the interface between the solar wind and the geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, **66**, 3587—3590 (1961).
24. Dessler A. J., Further comments on stability of interface between solar wind and the geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, **67**, 4892—4894 (1962).
25. Cahill L. J., Amazeen P. G., The boundary of the geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, **68**, 1835—1843 (1963).
26. Axford W. I., The interaction between the solar wind and the Earth's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3791—3796 (1962).
27. Kellogg P. J., Flow of plasma around the Earth, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3805—3811 (1962).
28. Dessler A. J., Francis W. E., Carker E. N., Geomagnetic storm sudden commencement rise times, *J. Geophys. Res.*, **65**, 2715—2719 (1960).
29. Walters G. K., Effect of oblique interplanetary magnetic field on shape and behavior of the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **69**, 1769—1783 (1964).
30. Dessler A. J., Walters G. K., Hydromagnetic coupling between solar wind and magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, **12**, 227—234 (1964).
31. Maer K., Dessler A. J., Comments on paper by Conway W. Snyder, Marcia Neugebauer, and U. R. Rao, "The Solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity", *J. Geophys. Res.*, **69**, 2846 (1964).
32. Campbell W. H., Magnetic micropulsations and the pulsating aurora, *J. Geophys. Res.*, **65**, 874 (1960).
33. Benioff H., Observations of geomagnetic fluctuations in the period range 0.3 to 120 seconds, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1413—1422 (1960).
34. Dessler A. J., Parker E. N., Hydromagnetic theory of geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **64**, 2239—2252 (1959).
35. Alfvén H., *Cosmical electrodynamics*, Oxford University Press, London, 1950. (Русский перевод: Альфвен Х., Космическая электродинамика, М., ИЛ, 1953.)
36. Karplus R., Radiation of hydromagnetic waves, *Phys. Fluids*, **3**, 800—805 (1960).
37. Karplus R., Francis W. E., Dragt A. J., The attenuation of hydromagnetic waves in the ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **9**, 771—785 (1962).
38. Air Force Geophysics Research Directorate, *Handbook of Geophysics*, Macmillan Co., New York, 1960, pp. 10-1 — 10-68.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Альbedo** 151  
 — нейтронов 95  
**Атмосфера** 11  
 — вариации 21  
 — плотность 22—24  
 — составляющие 16  
 — структура 11  
 — температура 15, 27  
 — радиоизлучение 139  
**Ведущий центр** 60  
**Ветер геострофический** 14  
 — градиентный 14  
 — солнечный 113, 179  
**Взрыв «Аргус»** 85  
 — «Морская звезда» 8, 58, 60, 84, 88  
 — «Хардтэк» 85  
**Волны концентрации** 32  
**Высыпание частиц** 48, 96  
**Гауссовы коэффициенты** 167, 174  
**Геомagnetизм** 158  
**Геомagnetное поле, вариации** 165,  
 176, 179, 182  
 — — — главное 159, 167  
 — — — вне Земли 173  
**Геомagnetные бури** 183, 184  
**Давление** 22—24  
 — градиент 13  
**Движение заряженной частицы** 60,  
 62  
**Диффузионное равновесие** 43  
**Дрейф частиц** 52, 61  
**Зеркальная точка** 60  
**Захваченное излучение** 58  
**Излучение атмосферы** 156  
 — Земли 150, 153  
 — Солнца 25, 105, 108—111, 150  
 — УНЧ 141  
**Инжекция заряженных частиц** 84  
**Ионосфера внешняя** 40  
 — возмущения 31  
 — проводимость 49  
 — структура 28  
 — температура 47  
 — тепловое излучение 139  
**Концентрация частиц** 22—24, 32, 33,  
 40, 43  
**Кориолиса силы** 14  
**Корпускулярное излучение** 58  
**Космические лучи галактические** 92  
 — — — солнечные 88  
**Критическая частота** 30  
**Магнитная активность** 25, 177—179  
**Магнитные полюсы** 171  
 — элементы 159—165  
**Магнитогеодинамические волны**  
 181—183  
**Магнитопауза** 180  
**Магнитосфера** 180  
**Межпланетная пыль** 120  
**Мезопауза** 11  
**Мезосфера** 11  
**Метеорная опасность** 131  
**Метеорные тела** 117, 121, 127  
**Метеорный дождь** 129  
 — поток 130  
 — рой 129  
**Метеоры** 118  
**Модели атмосферы** 12  
**Молекулярный вес** 19, 22—24

- Области  $D$ ,  $E$ ,  $E_s$ ,  $F_1$ ,  $F_2$  30—32, 34,  
38, 146  
Озон 105
- Параметры атмосферы 12, 22—24  
Парниковый эффект 46  
Переходная область 44, 180  
Питч-угол 60  
Плазменная неустойчивость 32  
Поглощение радиоволн 31  
Пойтинга — Робертсона эффект  
119—122  
Помехи атмосферные 138  
Проводимость 50—55
- Радиационный пояс 58, 70, 72, 73, 80  
Радиоизлучение космическое 141  
— Луны и планет 144  
— Солнца 144, 146  
Радишумы 136, 140
- Свистящие атмосферерики 46  
Системы координат 66  
Солнечные вариации 133  
Солнечный ветер 113, 179
- Стратопауза 11  
Стратосфера 11
- Температура антенны 138  
— атмосферы 15, 22—24  
— шумовая 138  
— яркостная 138  
Тормозное излучение 82  
Тропопауза 11  
Тропосфера 11
- Фотоионизация 28
- Частицы полярных сияний 96  
Частота столкновений 49
- Шкала высот 22—24  
Шумы искусственные 147  
— приемника 148
- Экзосфера 11  
Электронные облака 38  
Электроструя 32

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к русскому изданию . . . . .	5
Предисловие ко второму изданию . . . . .	7
Предисловие к первому изданию . . . . .	9
<b>1. Структура верхней атмосферы (Ф. С. Джонсон) . . . . .</b>	<b>11</b>
1.1. Введение . . . . .	11
1.2. Связь параметров атмосферы . . . . .	12
1.3. Характеристики атмосферы . . . . .	14
1.4. Атмосферные вариации . . . . .	21
Литература . . . . .	26
<b>2. Структура ионосферы (В. Б. Хансон) . . . . .</b>	<b>28</b>
2.1. Введение . . . . .	28
2.2. Область $D$ . . . . .	30
2.3. Область $E$ . . . . .	31
2.4. Область $F_1$ . . . . .	34
2.5. Область $F_2$ . . . . .	34
2.6. Внешняя ионосфера . . . . .	40
2.7. Проводимость ионосферы и частота столкновений . . . . .	49
Литература . . . . .	55
<b>3. Проникающее корпускулярное излучение (А. Дж. Десслер и     Б. Дж. О'Брайен) . . . . .</b>	<b>58</b>
3.1. Введение . . . . .	58
3.2. Излучение, захваченное геомагнитным полем . . . . .	58
3.3. Космическое излучение солнечных вспышек . . . . .	88
3.4. Галактическое космическое излучение . . . . .	92
3.5. Высыпающиеся частицы и частицы полярных сияний . . . . .	96
Литература . . . . .	99
<b>4. Солнечное излучение (Ф. С. Джонсон) . . . . .</b>	<b>105</b>
4.1. Введение . . . . .	105
4.2. Данные о солнечном лучеиспускании . . . . .	106

4.3. Солнечный ветер . . . . .	113
4.4. Солнечные вариации . . . . .	113
Литература . . . . .	116
<b>5. Метеорные тела (Дж. Ф. Веддер) . . . . .</b>	<b>117</b>
5.1. Введение . . . . .	117
5.2. Влияние окружающей среды на метеорные тела . . . . .	117
5.3. Прямые измерения потока метеорных тел . . . . .	121
5.4. Косвенные методы определения потока метеорных тел . . . . .	127
5.5. Метеорные дожди . . . . .	129
5.6. Проникающая способность . . . . .	131
Литература . . . . .	133
<b>6. Радишумы (К. С. Ко) . . . . .</b>	<b>136</b>
6.1. Введение . . . . .	136
6.2. Атмосферные электрические помехи . . . . .	138
6.3. Тепловое радиоизлучение атмосферы . . . . .	139
6.4. Тепловое излучение ионосферы . . . . .	139
6.5. Излучение в диапазоне УНЧ . . . . .	141
6.6. Космическое радиоизлучение . . . . .	141
6.7. Радиоизлучение Луны и планет . . . . .	144
6.8. Радиоизлучение Солнца . . . . .	144
6.9. Шумы и помехи искусственного происхождения . . . . .	147
6.10. Шумы приемника . . . . .	148
Литература . . . . .	149
<b>7. Тепловое излучение Земли (Ф. С. Джонсон) . . . . .</b>	<b>150</b>
7.1. Введение . . . . .	150
7.2. Распределение солнечного излучения . . . . .	150
7.3. Тепловое излучение Земли . . . . .	153
7.4. Излучение атмосферы . . . . .	156
Литература . . . . .	157
<b>8. Геомагнетизм (А. Дж. Десслер) . . . . .</b>	<b>158</b>
8.1. Введение . . . . .	158
8.2. Главное геомагнитное поле . . . . .	159
8.3. Сферический гармонический анализ главного поля . . . . .	167
8.4. Главное поле вне Земли . . . . .	173
8.5. Вариации геомагнитного поля . . . . .	176
8.6. Распространение гидромагнитных волн . . . . .	183
Литература . . . . .	186
Предметный указатель . . . . .	188

ОКОЛОЗЕМНОЕ КОСМИЧЕСКОЕ  
ПРОСТРАНСТВО

Редактор *Р. Г. Золина*  
Художник *Н. К. Сапожников*  
Художественный редактор *Н. А. Фильчагина*  
Технический редактор *Л. П. Кондюкова*  
Корректор *Е. В. Кочегарова*

Сдано в производство 20/IV 1966 г.

Подписано к печати 26/VIII 1966 г.

Бумага 60×90<sup>1/16</sup>=6,0 бум. л.

12,0 усл. печ. л.

Уч.-изд. л. 10,83. Изд. № 27/3578

Цена 96 к. Зак. 183

(Темплан 1966 г. изд-ва «Мир»,  
пор. № 119)

●  
ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»  
Москва, 1-й Рижский пер., 2

●  
Ленинградская типография № 2  
имени Евгении Соколовой  
Главполиграфпрома  
Комитета по печати при Совете  
Министров СССР  
Измайловский проспект, 29